
Untersuchung laserinduzierter Hohlraumstrahlung und Energieverlust von Schwerionen in indirekt geheizten Plasmen

Investigation of laser driven hohlraum radiation and energy loss of heavy ions in indirectly heated Plasma

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Dennis Schumacher aus Frankfurt a. M.
Februar 2012 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Laser- und Plasmaphysik AG



GSII

Untersuchung laserinduzierter Hohlraumstrahlung und Energieverlust von Schwerionen in indirekt
geheizten Plasmen
Investigation of laser driven hohlraum radiation and energy loss of heavy ions in indirectly heated
Plasma

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Dennis Schumacher aus Frankfurt a. M.

1. Gutachten: Professor Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 16.12.2011

Tag der Prüfung: 6.2.2012

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

Die Laser- und Plasmaphysik-Gruppe der Technischen Universität Darmstadt untersucht unter anderem den Energieverlust von Schwerionen in Plasmen. Diese Versuche werden am Messplatz Z6 des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung mbH durchgeführt. Hier stehen neben dem Ionenstrahl des UNILACs auch die Lasersysteme Nanosekunden HochEnergieLaser für schwerIoneneXperimente (nhelix) und Petawatt HochEnergie Laser für SchwerIonenXperimente (Phelix) zur Verfügung.

Zur Generierung der Plasmen wurden bisher am Messplatz Z6 einer oder zwei Laserstrahlen der beiden Lasersysteme auf eine Kohlenstoffolie fokussiert und so ein Plasma erzeugt. Der Energieverlust des durch das Plasma geleiteten Ionenstrahls wird anschließend durch Flugzeitmessungen bestimmt. Um homogenere und dichtere Plasmen zu erzeugen wird seit einigen Jahren ein neues Heizschema entwickelt.

Hierfür werden die Folien nicht mehr direkt durch einen Laser, sondern indirekt durch lasererzeugte Hohlraumstrahlung geheizt. Diese Art der Folienheizung bietet den Vorteil instantan über das gesamte Volumen heizen zu können und nicht nur die Oberfläche der Targetfolien, wie im direkt geheizten Schema. Dadurch kann der Energieverlust in Plasmen gemessen werden, die sich noch nicht durch Expansion verdünnt haben und deswegen noch nahe der Festkörperdichte liegen.

Im Zuge dieser Arbeit wurden die hierfür notwendigen Hohlräume, bestehend aus einem Konverterhohlraum und einem angeschlossenen Targethohlraum, an dem sich die Targetfolien befinden, eigenhändig entwickelt und gebaut. Die notwendigen Prozesse und Abläufe wurden selbst getestet und optimiert, bis es möglich war, das komplexe Hohlraumdesign bauen zu können. Es wurden außerdem Prototypen eines zweiten Hohlraumdesigns selbst entwickelt und gebaut. Dieses bietet eine höhere Konversion von Laserstrahlung in für die Heizung zur Verfügung stehender Röntgenstrahlung. Im Zuge dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass hier tatsächlich eine höhere Temperatur für die Heizung der Folien zur Verfügung steht.

Des weiteren wurde ein Röntgenspektrometer mit Röntgenschnierbildkamera designt, aufgebaut und getestet, mit dem die von den Hohlräumen ausgesandten Röntgenspektren zeitaufgelöst vermessen werden konnten. So konnte eine Zeitauflösung von 0,35 ns erreicht werden. Für das Spektrometer wurde ein Schienensystem entwickelt, das es ermöglicht das Transmissionsgitter schnell auszutauschen. Je nach eingesetztem Gitter wurde eine Wellenlängenauflösung von 0,5 nm erreicht.

Aus den Röntgenspektren können die Temperaturen der Hohlräume durch Anpassung eines Planckspektrums an die gemessenen Spektren bestimmt werden. Dadurch ist die Messung der zeitlichen Entwicklung von Hohlraumtemperaturen möglich.

Erstmals wurden Temperaturprofile von durch den frequenzverdoppelten Phelix-Strahl geheizten Primär- als auch der Sekundärhohlräume beider Hohlraumdesigns vermessen. Dabei wurden für die erste Geometrie eine Maximaltemperatur von $92 \text{ eV} + 5 \text{ eV} - 2 \text{ eV}$ im Primär- und von $33 \text{ eV} \pm 1,5 \text{ eV}$ im Sekundärhohlraum bestimmt. Für das Hochkopplungsdesign wurden Temperaturen von $55 \text{ eV} \pm 5 \text{ eV}$ im Primär- beziehungsweise $42 \text{ eV} \pm 2 \text{ eV}$ im Sekundärhohlraum gemessen. Alle für diese Dissertation untersuchten Hohlräume wurden mit dem Phelix-System geheizt, wobei das Ziel war, eine Energie von 150 J in 1,5 ns in den Hohlraum einzukoppeln. Die gemessenen Daten stehen in sehr guter Übereinstimmung mit dem im Theoriekapitel dieser Arbeit dargestellten Modell.

Weiterhin wurden das erste Mal Energieverlustdaten in indirekt geheizten Plasmen aufgenommen und ausgewertet. Diese zeigen eine Erhöhung von $19 \% \pm 9 \%$ des Energieverlusts gegenüber der kalten Folie in Hochschirmungshohlräumen und von $30 \% \pm 5 \%$ in Hochkopplungshohlräumen.



Abstract

One research field of the laser and plasma physics group at the Technische Universität Darmstadt is the energy loss of heavy ions in plasma. These experiments are carried out at the experimental site Z6 at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung mbH. Here, besides the ion beam of the UNILAC, the laser system *Nanosekunden HochEnergieLaser für SchwerIoneneXperimente* (nhelix) and *Petawatt HochEnergie Lasers für SchwerIonenXperimente* (Phelix) are available.

Up to now one or two laser beams of both laser systems are directly focused onto a carbon foil to generate a plasma. The ion beam of the UNILAC is then guided through the plasma and the energy loss of the ions is determined by time of flight measurements. In order to generate a more homogeneous and denser plasma a new heating scheme has been developed over the last few years.

In this scheme the foils are no longer directly heated by laser beams but indirectly heated through laser driven hohlraum radiation. Contrary to the direct heating scheme the foil is heated instantaneously over its whole volume and not only the surface. So the energy loss can be measured in a denser plasma since there is no heating delay that follows from heat conduction from the surface to the middle of the foil. This leads to a less expanded plasma and thus a plasma near solid density.

In the course of this dissertation the hohlraums which were necessary to generate the soft x-ray radiation have been developed and assembled personally. They consist of a ball shaped converter hohlraum and a connected cylinder shaped target hohlraum. The necessary processes for building these complex hohlraum designs have been tested and optimized by myself. Furthermore a second, preliminary hohlraum design has been designed and assembled. This one was developed to get a better conversion efficiency of laser radiation to heating x-ray radiation. In this dissertation the improvement in efficiency could be verified.

In addition an x-ray spectrometer with an x-ray streak camera has been developed, constructed and tested. With this spectrometer the time resolved x-ray spectrum of the hohlraums could be recorded. So a temporal resolution of 0.35 ns and a spectral resolution of 0.5 nm could be achieved.

From this spectrum the hohlraum temperature could then be determined. This is done through fitting a Planckian spectrum to the measured spectrum. It allows for the measurement of the temporal profile of the hohlraum temperature.

This was the first time, that the temperature of a hohlraum, heated by the frequency doubled Phelix, has been recorded. The temperature profile has been measured for the primary and secondary hohlraum of both designs. So a maximum temperature of $92 \text{ eV} + 5 \text{ eV} - 2 \text{ eV}$ in the primary and $33 \text{ eV} \pm 1.5 \text{ eV}$ in the secondary hohlraum of the first design has been determined. The investigation of the second design has shown a maximum temperature of $55 \text{ eV} \pm 5 \text{ eV}$ in the converter part and $42 \text{ eV} \pm 2 \text{ eV}$ in the target part. All hohlraums probed in this work have been heated with the Phelix system. It was set up to couple a laser energy of 150 J in 1.5 ns into the hohlraum. The measured temperatures are in good agreement with the theoretical model deduced in chapter 2.

Furthermore the energy loss in indirectly heated plasma was measured for the first time. These experiments show an increased energy loss of $19 \% \pm 9 \%$ compared to the cold foil in high shielding hohlraums and $30 \% \pm 5 \%$ in the high coupling hohlraums.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Lasererzeugte Plasmen	3
2.1.1	Anfangsionisation	3
2.1.2	Plasmaevolution	5
2.1.3	Laserabsorbtionsmechanismen	6
2.2	Primäre Röntgenstrahlung	10
2.2.1	Emissionsmechanismen	10
2.2.2	Abhängigkeit der primären Röntgenquelle von Targetmaterial und Laserparametern	12
2.3	Erzeugung von Hohlraumstrahlung	13
2.3.1	Hohlraumeffekt	13
2.3.2	Modell für die Hohlraumtemperatur	16
2.3.3	Planckstrahlung	20
3	Experimentaufbau	23
3.1	Aufbau des Messplatzes	23
3.2	Aufbau der verwendeten Laser	25
3.2.1	Phelixsystem	25
3.2.2	nhelixsystem	28
3.3	Interferometer	28
3.4	Beschleunigeraufbau	31
3.5	Ladungsspektrometer	33
3.6	Röntgenlochbildkamera	35
3.7	Röntgenspektrometer mit Schmierbildkamera	35
3.7.1	Schmierbildkamera	36
3.7.2	Bildverstärker	37
3.7.3	Röntgenspektrometer	38
3.8	Hohlraumdesign	44
4	Experiment und Ergebnisse	47
4.1	Experimentdurchführung	47
4.1.1	Kalibrierung	47
4.1.2	Hohlraumjustage	49
4.1.3	Durchführung der Hohlraumexperimente	50
4.2	Untersuchung des Lasereintrittsloches anhand der Röntgenlochbildkamera	51
4.3	Ergebnisse der Schmierbildkamera	51
4.3.1	Auswertungsroutine	51
4.3.2	Hohlraumspektren und deren Vergleich	56
4.4	Plasmaexpansion anhand von Interferometriebildern	63
4.5	Ladungsdetektorsignale und Ergebnisse	64
4.5.1	Theoretische Beschreibung des Energieverlustes	65
4.5.2	Auswertroutine der Diamantdetektorsignale	66
4.5.3	Energieverlust in indirekt geheizten Plasmen	68

5	Diskussion	71
5.1	Vergleich der Experimentdaten mit den theoretischen Vorhersagen	71
5.2	Vergleich der Experimentdaten mit den Simulationsergebnissen	72
5.3	Ergebnisse der Kohlenstofffoliensimulation	73
5.4	Analyse der Simulationen der Goldfolienexpansion	73
6	Ausblick	77

Abbildungsverzeichnis

2.1	Struktur von Laserplasmen	5
2.2	Absorption durch inverse Bremsstrahlung	8
2.3	Schematische Darstellung des Resonanzabsorptionsmechanismus	8
2.4	Temperatur über Massenkoordinate und Zeit aus einer MULTI-1D-Simulation	10
2.5	Strahlende Elektronenübergänge in einem Plasma	11
2.6	Röntgenspektrum in Abhängigkeit des Materials	12
2.7	Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Kernladungszahl	13
2.8	Konversionseffizienz in Abhängigkeit von Laserintensität und Laserwellenlänge	14
2.9	Erhöhung der thermalisierten Strahlung gegenüber der Linienstrahlung	15
2.10	Schematische Darstellung eines Hohlraumes	16
2.11	Wandalbedo in Abhängigkeit von Quellfluss und Bestrahlungsdauer	18
2.12	Zeit bis zur Thermalisierung des Hohlraums in Abhängigkeit des Quellflusses.	19
2.13	Plancksche Abstrahlung in Abhängigkeit von Wellenlänge und Temperatur	21
3.1	Schnittzeichnung der Z6 Targetkammer	23
3.2	Schematischer Experimentaufbau	24
3.3	Aufbau im Inneren der Targetkammer	25
3.4	Laserraum des Phelix Systems	26
3.5	Fokus des Phelixlasers	28
3.6	Phelix Laserraum	29
3.7	Schema des Normaskiinterferometers	29
3.8	Interferogramm	30
3.9	Optischer Ring der Interferometrie und Mikrospiegel	31
3.10	Überblick über die Schwerionenbeschleunigungsanlage	32
3.11	Schema des UNILAC	32
3.12	Ionenstrahlstruktur	33
3.13	Diamantdetektor und Anordnung der Detektoren	34
3.14	Funktionsprinzip des Diamantdetektors	35
3.15	Röntgenschnierbildkamera	36
3.16	Phosphorabklingzeit	38
3.17	Verstärkung der MCP	39
3.18	Röntgenspektrometer	40
3.19	Gitterstruktur	41
3.20	Intensitätsverteilung eines Gitters	41
3.21	Strahlgeometrie des Spektrometers	42
3.22	Bild eines Hochschirmungshohlraums	44
3.23	Bild eines Hochkopplungshohlraums	45
3.24	Beispiele für Diagnostiklöcher	46
4.1	Bilder des Phosphors zur Ortskalibrierung	47
4.2	Zeitkalibrierungsaufnahmen	48
4.3	Intensitätskalibrierung	49
4.4	Bilder der Röntgenlochbildkamera	51
4.5	Rohspektrum als Grauskala und Falschfarben	52

4.6	Vergleich des Spektrums vor und nach der Kalibrierung	53
4.7	Transmission durch die Kohlenstoffolie	53
4.8	Gittertransmission in 1. Ordnung	54
4.9	Quanteneffizienz von CsI	55
4.10	Schmierbild vor und nach der Entfaltung	56
4.11	Verbreiterung des Spektrums	57
4.12	Hohlraumtemperatur im Maximum	57
4.13	Hohlraumtemperatur 1 ns nach Maximaltemperatur	58
4.14	Hohlraumtemperatur 3 ns nach Maximaltemperatur	59
4.15	Temperaturverlauf für einen Hochkopplungshohlraum	59
4.16	Temperatur aus der spektralen Strahldichte	60
4.17	Temperaturverlauf des Sekundärteils eines Hochschirmungshohlraums	61
4.18	Temperaturprofil aus dem Primärteil eines Hochkopplungshohlraums	62
4.19	Anpassung an das Spektrum des Primärteils eines Hochschirmungshohlraums	62
4.20	Anpassung an das Spektrum 2 ns nach der Maximaltemperatur	63
4.21	Temperaturverlauf eines Primärhohlraums der Hochschirmungsgeometrie	64
4.22	Interferometriebilder eines Hochkopplungshohlraumes	64
4.23	Plasmaausdehnung der Hochkopplungshohlräume	65
4.24	Plasmaausdehnung der Hochschirmungshohlräume	66
4.25	Energieverlustrohdaten	67
4.26	Verschiebung der Mikrobunche	67
4.27	Verschiebung der Mikrobunche des Hochkopplungshohlraums	68
4.28	Verschiebung der Mikrobunche des Hochschirmungshohlraums	69
4.29	Energieverlustverlauf beider Geometrien	70
5.1	Simulierte Hohlraumspektren	73
5.2	Elektronendichten der Kohlenstoffolien	74
5.3	Elektronendichte durch die Expansion der Goldwand	75
6.1	Beispiele für Targetverbesserungen	78

Tabellenverzeichnis

3.1	Phelix Laserparamter	27
3.2	NTT AT Gitter	39
3.3	Goldgitter	40
3.4	Wellenlängenposition	41
3.5	Spektrometerparameter	44



1 Einleitung

Ein Forschungsgebiet der Laser- und Plasmaphysikgruppe der Technischen Universität Darmstadt ist die Untersuchung des Energieverlustes von Schwerionen in Plasmen. Die Erforschung der Wechselwirkung von Teilchenstrahlen mit Materie steht bereits in einer langen Tradition. Sie wird seit über 100 Jahren von verschiedenen Gruppen untersucht. Dabei kamen zu Anfang vor allem radioaktive Präparate wie α - und β -Strahler als Teilchenquelle zum Einsatz [Rut11]. Mit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern konnten auch schwerere Ionen und ein kontinuierliches Spektrum von Teilchenenergie auf deren Wechselwirkung mit Materie hin untersucht werden. Dabei wurde stets kalte Materie als Targetmaterial verwendet, auch weil die Erzeugung von Plasmen mit bekannten Zustandsgrößen aufgrund der Schnellen Dynamik erhebliche Probleme bereitet. So ist heute der Energieverlust in kalter Materie im Gegensatz zu dem im Plasma ein umfassend untersuchtes Forschungsgebiet.

Die Erforschung des Energieverlustes in Plasmen ist in mehrfacher Hinsicht von Bedeutung. Zum einen ist es in der Grundlagenforschung von Interesse, um die Beschreibung und das Verständnis von Plasmen zu verbessern. Zum anderen ist es in der Fusionsforschung wichtig. Neben dem Ansatz der Magnetfusion, bei der ein heißes Plasma durch Magnetfelder eingeschlossen und durch Mikrowellen so lange geheizt wird, bis die kinetische Energie der Ionen hoch genug ist, um die Coulombbarriere eines anderen Ions zu überwinden, existiert der Ansatz der Trägheitsfusion. Hierbei wird eine Kugel, die mit Wasserstoffisotopen gefüllt ist, von außen geheizt. Durch das ablatierende Plasma wird der innere Teil der Kugel so lange komprimiert, bis es zur Fusion des Füllmaterials kommt. Zur Heizung kommen hier verschiedene Möglichkeiten in Betracht. Die Kugel kann entweder direkt durch den Beschuss der Kugeloberfläche mit Lasern, oder indirekt geheizt werden. Bei der indirekten Heizung wird die Kugel im Inneren eines Hohlraums untergebracht, an dessen Wänden durch Energiedeposition Röntgenstrahlung erzeugt wird. Diese erzeugt wiederum das Plasma auf der Kugeloberfläche. Die Energiedeposition in den Wänden des Hohlraums kann entweder durch Laser oder durch Konversion von Ionenstrahlen erreicht werden. Um die Energiedeposition des Ionenstrahls erfassen zu können, ist ein Verständnis des Energieverlusts in dichten Plasmen nötig.

Bei einer Variation dieses Fusionsmechanismus, der Fast Ignition, wird der zur Zündung nötige Druck im Inneren der Kugel gesenkt, indem es zusätzlich geheizt wird. Dies geschieht durch einen Ionenstrahl, der in die Mitte der Kugel fokussiert wird. Hierbei muss der Ionenstrahl den äußeren Teil der Kugel, der zu diesem Zeitpunkt ein dichtes Plasma ist, durchdringen. Um die Energie gezielt im Zentrum deponieren zu können, muss der Energieverlust in dichten Plasmen bekannt sein.

Auf dem Weg zur Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit dichten Plasmen wurden am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionexperimente mbH Energieverlustexperimente in Plasmen durchgeführt.

Erste Wechselwirkungsexperimente wurden in Gasentladungplasmen wie in [HWW⁺88], [HWW90], [HJL⁺94] und [Hof96] durchgeführt. Dazu wurden Wasserstoffplasmen in einem Z-Pinch erzeugt und mit Schwerionen wie ^{40}Ca und ^{238}U untersucht. Die Energie des Ionenstrahls nach Durchgang durch das Plasma wurde durch Flugzeitmessungen der Schwerionen bestimmt. Durch Vergleich mit der Ionenenergie vor Durchgang durch das Plasma kann der Energieverlust bestimmt werden. In diesen Gasentladungplasmen konnten Elektronendichten von bis zu $1,5 \times 10^{19} \text{ 1/cm}^3$ und Elektronentemperaturen von bis zu 10 eV erreicht werden.

Auch wurden erfolgreich Versuche unternommen in Sprengkammern generierte Plasmen zu untersuchen [WWG⁺07]. Hier konnten Elektronendichten von $1 \times 10^{20} \text{ 1/cm}^3$ bei Temperaturen von 2 eV erreicht werden. All diese Experimente zeigten einen erhöhten Energieverlust gegenüber kalter Materie.

Um dichtere Plasmen untersuchen zu können wurde am Messplatz Z6 des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung mbH der Hochenergielaser nhelix aufgebaut. Durch Bestrahlung einer dünnen Targetfolie können mit diesem Laser Plasmen erzeugt und mit dem Schwerionenstrahl des UNILACs untersucht werden. Durch den Beschuss von Folientargets mit dem nhelix System können Plasmen im Prozentbereich der Festkörperdichte erzeugt und so Temperaturen von 200 eV erreicht werden [Rot98]. Der Nachteil dieser Methode zur Plasmaerzeugung sind die Inhomogenitäten in diesen Plasmen. Zum einen bildet sich eine heiße aber dünne Korona aus, zum anderen ein dichter aber kalter Bereich auf der laserabgewandten Seite des Targets. Um dies zu umgehen wurde ein Ansatz entwickelt, bei dem nicht nur das nhelix-System, sondern auch das Phelix-System zur Targetheizung verwendet werden. Durch Frequenzverdopplung der Laser konnte außerdem die Eindringtiefe der Laserstrahlung in das Target erhöht werden, so dass die Folien homogener geheizt wurden. Dadurch konnten Elektronendichten von bis zu 10^{21} 1/cm^3 in vollionisierten Kohlenstoffplasmen erreicht werden.

Ein weiterer Ansatz zur Plasmaheizung ist die Nutzung weicher Röntgenstrahlung zur Heizung der Folien. Dazu wird Laserstrahlung in einem Hohlraum in inkohärente Röntgenstrahlung umgewandelt. Zu diesem Zweck wurde an der Technischen Universität Darmstadt ein Targetlabor aufgebaut und so die Möglichkeit geschaffen Submillimeter kleine Hohlräume herzustellen und zu manipulieren. In ersten Experimenten wurden diese mit dem nhelix-System geheizt, um zum einen Diagnostiken zu entwickeln, zum anderen gängige Hohlraumtheorien auf ihre Anwendbarkeit auf diese Experimente zu überprüfen.

Der Vorteil der indirekten Heizung der Energieverlustplasmen liegt in der Volumenheizung. Dadurch, dass die Röntgenstrahlung die komplette Kohlenstofffolie durchdringen kann, wird das Target gleichmäßig über deren komplettes Volumen geheizt. Neben der größeren Homogenität des Plasmas ist es möglich bei höheren Elektronendichten den Energieverlust zu messen, da die Plasmaheizung schneller abläuft, als im Fall der direkten Heizung, bei der die Heizzeit durch den Wärmetransport von der Oberfläche der Folie zu deren Mitte bestimmt wird.

Aufgrund einer maximalen Energie von 30 J in 7 ns in der frequenzverdoppelten Variante des nhelix-Systems konnten bei diesen Versuchen in den kugelförmigen Hohlräumen maximale Temperaturen von 38 eV erreicht werden.

Dieser Hohlraum kommt im Rahmen dieser Arbeit als Konverterhohlraum der Laserstrahlung in Röntgenstrahlung zum Einsatz, an den ein zweiter Hohlraum angeschlossen ist, in dem das zu untersuchende Target geheizt wird. Außerdem werden die ersten mit dem frequenzverdoppelten Phelix-System geheizten Hohlräume untersucht und es werden in dieser Arbeit erstmals Temperaturprofile der sekundären Hohlräume gezeigt. Desweiteren wurden die ersten Energieverlustdaten in indirekt geheizten Plasmen aufgenommen und werden für diese Dissertation ausgewertet.

Für die Darstellung der Ergebnisse wird zunächst in Kapitel 2 die Laser-Plasmawechselwirkung beschrieben und ein Modell der Strahlungsthermalisierung im Hohlraum hergeleitet. In Kapitel 3 wird der Experimentaufbau mit den verwendeten Lasersystemen und dem Ionenbeschleuniger beschrieben. Die Durchführung der Experimente und die Ergebnisse der Diagnostiken werden in Kapitel 4 beschrieben und anschließend in Kapitel 5 mit der Simulationen und Modellen verglichen. Kapitel 6 gibt dann einen Ausblick auf zukünftige Experimente, deren Ziele und Verbesserungen.

2 Theorie

In dieser Dissertation wird das Heizen von Plasmen einerseits direkt durch Laser andererseits indirekt durch laserinduzierte Hohlraumstrahlung behandelt. Deswegen wird in diesem Kapitel sowohl untersucht, wie Plasmen bei der Laserplasmaheizung entstehen, als auch wie diese zur Heizung eines Hohlraumes beitragen.

Plasmen sind ionisierte Materiezustände, deren Elektronendichte n_e dem Produkt aus Ionendichte n_i und deren Ionisationsgrad Z_i entspricht, wobei mehrere Ionisationsgrade mit unterschiedlichen Dichten auftreten können $n_e = \sum_j n_{ij} Z_{ij}$. Dadurch ist das Plasma im Mittel neutral geladen. Ein effektiver Weg zur Erzeugung heißer und dichter, aber kurzlebiger Plasmen ist der Beschuss von Festkörpern mit intensiven Laserstrahlen.

Ein solches direkt lasergeheiztes Plasma kann durch Emission von Linien- und Bremsstrahlung als Quelle von Röntgenstrahlen dienen. Die Intensität dieser, lasergetriebenen im folgenden primär genannte, Röntgenquelle hängt von der Laserleistung, dem Fokusdurchmesser, der Heizdauer und dem verwendeten Targetmaterial ab. Diese Abhängigkeit wird in den folgenden Abschnitten erklärt.

Die so erzeugte primäre Röntgenstrahlung kann zur Heizung eines Hohlraumes verwendet werden. Durch multiple Absorption und Reemission kann bei hinreichend hoher Opazität des Wandmaterials ein nahezu plancksches Strahlungsspektrum generiert werden, dessen freier Parameter - die Temperatur - von der Intensität der Primärquelle und dem Anteil des Hohlraums ohne reemitierende Wand, also Löchern in der Wand und Absorbern im Hohlraum, abhängt.

Die thermalisierte Röntgenstrahlung kann anschließend zur Volumenheizung von Sekundärplasmen verwendet werden, in denen wiederum der Energieverlust von Schwerionen gemessen werden kann.

2.1 Lasererzeugte Plasmen

Um mit Hilfe von Lasern Plasmen zu generieren ist es nötig, die Targetatome zu ionisieren. An die so entstehenden freien Elektronen kann der Laser seine Energie abgeben und so das Target heizen. Dabei strömt das Plasma von der Oberfläche ab und erzeugt durch den Ablationsdruck eine Schockwelle, die von der Wärmewelle gefolgt, in das Material hineinläuft.

In der Absorptionszone des Lasers, auch Korona genannt, und in der Wärmeleitungszone wird die für die Heizung der Hohlräume benötigte Röntgenstrahlung erzeugt.

2.1.1 Anfangsionisation

Um Festkörperatome durch Laserlicht direkt zu ionisieren stehen drei Wege zur Verfügung: Einer ist die Photoionisation der Atome, unter der Voraussetzung, dass die Photonenenergie höher ist als die Ionisationsenergie der Atome. Für die meisten Festkörper ist diese Energie allerdings erst für Licht mit einer Wellenlänge im UV-Bereich oder kürzer erreicht. Heutige Hochleistungslaser arbeiten normalerweise im infraroten oder sichtbaren Wellenlängenbereich. Deswegen steht die dargestellte Ionisationsoption für solche Laser nicht zur Verfügung.

Als weitere direkte Arten der Laserionisation gibt es die Möglichkeiten der Zwei- respektive multiplen-Photonen-Absorption. Dabei werden, zumindest wenn es keinen angeregten Zustand des Atoms gibt, dessen Abstand zum Grundniveau der Photonenenergie entspricht, zwei oder mehr Photonen simultan absorbiert. Für die Zwei-Photonen-Absorption führt dies zu folgender Gleichung für die Ionisationsrate $\partial n_i / \partial t$ [Gib05]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sigma_i^{(2)} I_1 I_2 n_g \quad (2.1)$$

Darin ist $\sigma_i^{(2)}$ der Zwei-Photonen-Ionisationsquerschnitt, I die Intensität der Photonenströme und n_g die Besetzungsdichte des Grundniveaus. Für einen einzelnen Laser, wenn $I_1 = I_2$ ist, führt dies zu einer quadratischen Intensitätsabhängigkeit. Das bedeutet, dass mit steigender Laserintensität die Wahrscheinlichkeit pro einfallendem Photon der Zwei-Photonen-Absorption zunimmt.

Für n Photonen gilt dann entsprechend:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sigma_i^{(n)} I_L^n n_g \quad (2.2)$$

Dieser Prozess wird also mit steigender Laserintensität zunehmend effektiver, ist allerdings für Laserintensitäten unter $10^{11} \text{ W cm}^{-2}$ zu vernachlässigen, da der Anteil der Ionisation durch diesen Prozess nicht mehr messbar ist.

Die dritte Art der direkten Ionisation ist die Feldionisation. Dabei wird durch das elektrische Feld des Lasers das Potential der bestrahlten Atome so stark verzerrt, dass es keine effektive Potentialbarriere für die Valenzelektronen gibt. Um dies zu erreichen, muss die Stärke des elektrischen Feldes des Lasers die Größenordnung des ungestörten elektrischen Feldes am Ort der Valenzelektronen erreichen. Zur Abschätzung der nötigen Laserintensität kann die Feldstärke der Kernladung im Abstand des Bohrradius a_B herangezogen werden:

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5,3 \times 10^{-9} \text{ cm} \quad (2.3)$$

Die Feldstärke E_a in diesem Abstand beträgt:

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_B^2} \approx 5,1 \times 10^9 \text{ Vm}^{-1} \quad (2.4)$$

Daraus folgt für die nötige Laserintensität I_a um diese Feldstärke zu erreichen:

$$I_a = \frac{\epsilon_0 c E_a^2}{2} = 3,51 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2} \quad (2.5)$$

Eine weitere Form der Feldionisation ist die Barrieren-Unterdrückungs-Ionisation. Dabei wird die Potentialbarriere des Atoms soweit verzerrt, bis das Elektron durch die Barriere tunneln kann. Dieser Prozess findet schon bei Intensitäten ab 10^{14} Wcm^{-2} statt, also im Vergleich zur reinen Feldionisation zwei Größenordnungen früher.

Obwohl die oben genannten Mechanismen erst ab Intensitäten höher als 10^{11} Wcm^{-2} möglich sind, beziehungsweise Laserwellenlängen kürzer als 500 nm erfordern, ist die Grenze für die Plasmaerzeugung durch Laser bei 10^9 Wcm^{-2} . Die Ionisation bei derart geringen Intensitäten ist möglich, da es in realen Festkörpern immer Gitterdefekte und Verunreinigungen gibt. Dadurch ist für einige Atome im bestrahlten Bereich die Ionisationsenergie soweit abgesenkt, dass 10^9 Wcm^{-2} ausreichen, um die Elektronen vom Atomrumpf zu trennen.

Nach ihrer Entstehung werden die ersten freien Elektronen im elektrischen Feld des Lasers beschleunigt. Dabei stoßen sie mit Targetatomen zusammen und ionisieren sie dadurch ebenfalls. Mit jeder Laserperiode wächst durch die Stöße die Zahl der freien Elektronen und mit ihnen die Zahl der neuen freien Elektronen.

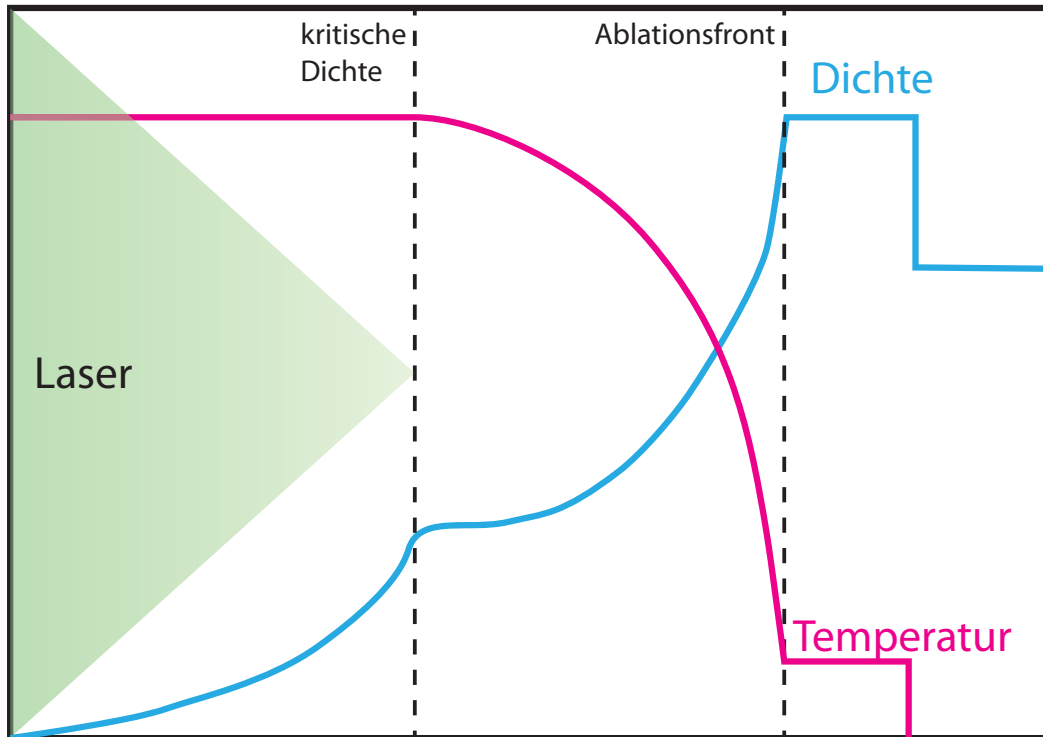


Abbildung 2.1: Struktur von Laserplasmen. Dargestellt sind der schematische Verlauf der Temperatur und der Dichte in den verschiedenen Bereichen eines verallgemeinerten Laserplasmas. Links ist die dünne und heiße Korona, in der die Laserabsorption stattfindet. Darauf folgt die Wärmeleitungszone, die von der Ablationsfläche abgeschlossen wird, worauf sich die Schockwelle anschließt.

2.1.2 Plasmaevolution

Für das entstehende Plasma kann die Größe der Plasmafrequenz definiert werden. Sie ist diejenige Frequenz, mit der die freien Elektronen gegen die Ionen ohne äußeren Zwang schwingen können. Dabei berechnet sich die Frequenz, indem eine Verschiebung der Elektronen zu den Ionen angenommen wird. Das entstehende Feld vermittelt die rücktreibende Kraft. Durch die träge Masse der Elektronen und der rücktreibenden Kraft beginnen die Elektronen zu oszillieren. Die Oszillation ist schnell genug und die Masse der Ionen hoch genug, um letztere als ruhend anzunehmen. Die Plasmafrequenz ω_p nimmt dann folgende Form an:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.6)$$

Hierbei ist n_e die Elektronendichte, e die Elementarladung, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und m_e die Elektronenmasse. Die Dispersionsrelation für eine elektromagnetische Welle im Plasma lautet:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (2.7)$$

Für Licht kann daraus der Brechungsindex n berechnet werden:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2.8)$$

Diese Gleichung zeigt, dass der Brechungsindex für $\omega_p > \omega$ imaginär wird und dadurch die Feldstärke der Elektromagnetischen Welle im Plasma exponentiell abfällt. Da die Elektronen unter dieser Bedingung dem elektrischen Wechselfeld direkt folgen können, wird das Licht reflektiert. Licht kann auf Grund dessen nur bis zu einer bestimmten Tiefe, der Skin-Tiefe δ , in ein Plasma, für das $\omega_p > \omega$ gilt, eindringen:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \quad (2.9)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist und ω die Frequenz des einfallenden Lichts.

Für Laser mit einer festen Wellenlänge kann folglich eine kritische Elektronendichte n_c definiert werden, bis zu der die Strahlung in das Plasma eindringen kann. Die kritische Dichte ist erreicht, wenn $\omega_p = \omega$ ist. Dann ergibt sich für n_c :

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega^2 \quad (2.10)$$

Durch den Umstand, dass das Laserlicht nur bis zur kritischen Dichte das Plasma direkt heizen kann, bilden sich drei Bereiche im Target aus, wie in Abbildung 2.1 zu sehen. Aus Richtung des Laserstrahls betrachtet kommt zuerst die Korona. Es ist der Bereich des dünnen Plasmas bis zur kritischen Dichte. Hier wird ein Großteil der Laserstrahlung durch den Prozess der inversen Bremsstrahlung absorbiert. Aufgrund der geringen Dichte und dem hohen Energieeintrag ist dies der heißeste Teil des Plasmas.

Die Korona ablatiert näherungsweise mit der Plasmaschallgeschwindigkeit c_s :

$$c_s = \sqrt{\frac{Z k_b T_e}{m_i}} \quad (2.11)$$

mit der mittleren Ionenladung Z , der Boltzmannkonstante k_b und der Ionenmasse m_i . Unter Annahme einer isothermen Expansion des koronalen Plasmas ergibt sich eine exponentiell abfallende Dichte, für die sich unter Verwendung der Schallgeschwindigkeit eine Skalenlänge L angeben lässt:

$$L = c_s \tau_l \quad (2.12)$$

wobei τ_l die Laserpulslänge ist.

Auf der laserabgewandten Seite der Ebene der kritischen Dichte folgt die Wärmeleitungs- oder Reemissionszone. Sie trennt die Energiedepositionszone, die Korona, von der Ablationsfläche. An diese Stelle dringt kein Laserlicht mehr ein und sie wird hauptsächlich durch Wärmetransport der Elektronen und Röntgenstrahlung aus der Korona geheizt. Die Temperatur sinkt in diesem Bereich ab, während die Dichte auf Festkörperlänge und darüber hinaus ansteigt.

Hinter der Ablationsfläche bildet sich aufgrund des Ablationsdruckes eine Schockwelle aus, die sich in das Targetmaterial hineinbewegt.

2.1.3 Laserabsorptionsmechanismen

Wie in Abschnitt 2.1.2 ausgeführt wird die Laserenergie in der Korona bis hin zur kritischen Dichte absorbiert. Dabei gibt es mehrere Absorptionsmechanismen. In der dünnen Korona ist der Prozess der inversen Bremsstrahlung dominant. Dabei wird die Energie eines Photons, unter Anwesenheit eines Ions zur Impulsaufnahme, an ein Elektron abgegeben. Für den Absorptionskoeffizienten K kann folgende Gleichung hergeleitet werden:

$$K = \frac{\nu_{ec}}{c} \frac{n_e^2}{n_c^2 \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \quad (2.13)$$

mit der kritischen Elektronendichte n_c und der Kollisionsfrequenz von Elektronen an der kritischen Dichte ν_{ec} :

$$\nu_{ec} = \frac{\sqrt{2\pi}}{12\pi^2 \epsilon_0^2} \frac{n_c Z_i e^4 \ln \Lambda_e}{m_e^{1/2} (k_b T_e)^{3/2}} \quad (2.14)$$

Darin tritt der Coulomblogarithmus $\ln \Lambda_e$ auf. Er resultiert aus der Integration über den Streuparameter b für die Elektronenstöße:

$$\ln \Lambda_e = \int_{b_{min}}^{b_{max}} 1/b \, db \quad (2.15)$$

Als Obergrenze b_{max} wird die Debeylänge λ_D angenommen. Es ist diejenige Größe, die angibt, in welcher Entfernung von einer Ladung deren Potential durch Abschirmung der freien Ladungsträger im Plasma auf $1/e$ abgefallen ist:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{e^2 n_e}} \quad (2.16)$$

Als Untergrenze b_{min} wird, je nachdem welcher Wert größer ist, entweder die deBroglie-Wellenlänge angegeben:

$$\lambda_{dB} = \frac{\hbar}{2m_e v} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{3}{2} k_b T_e \quad (2.17)$$

oder der klassische Streuparameter r_0 , für den ein Elektron um 90° abgelenkt wird:

$$r_0 = \frac{Ze^2}{m_e v^2} \quad (2.18)$$

Der totale Anteil, der in der Korona durch inverse Bremsstrahlung absorbierten Leistung A_L ist durch das Integral über den Absorptionskoeffizienten zu berechnen:

$$A_L = 1 - \exp \left(-2 \int_{-\infty}^0 K(x) \, dx \right) = 1 - \exp \left(-\frac{I_L^*}{A_L I_L} \right) \quad (2.19)$$

Der Faktor zwei im Exponenten ergibt sich durch die Reflektion an der kritischen Dichte und dem somit zweimal durchlaufenen koronalen Plasma. I_L^* ist die kritische Intensität:

$$I_L^* = 1.5 \times 10^{11} \frac{ZifL}{\lambda_L^4} \text{ Wcm}^{-2} \quad (2.20)$$

f ist hierin ein Faktor, der die Unterdrückung des Wärmeflusses im Plasma beschreibt. Für eine Laserintensität von $1,5 \times 10^{11} \text{ Wcm}^{-2}$ und einer Wellenlänge von 500 nm ergibt sich eine Absorption von 74% durch inverse Bremsstrahlung, wie auch in Abbildung 2.2 gezeigt.

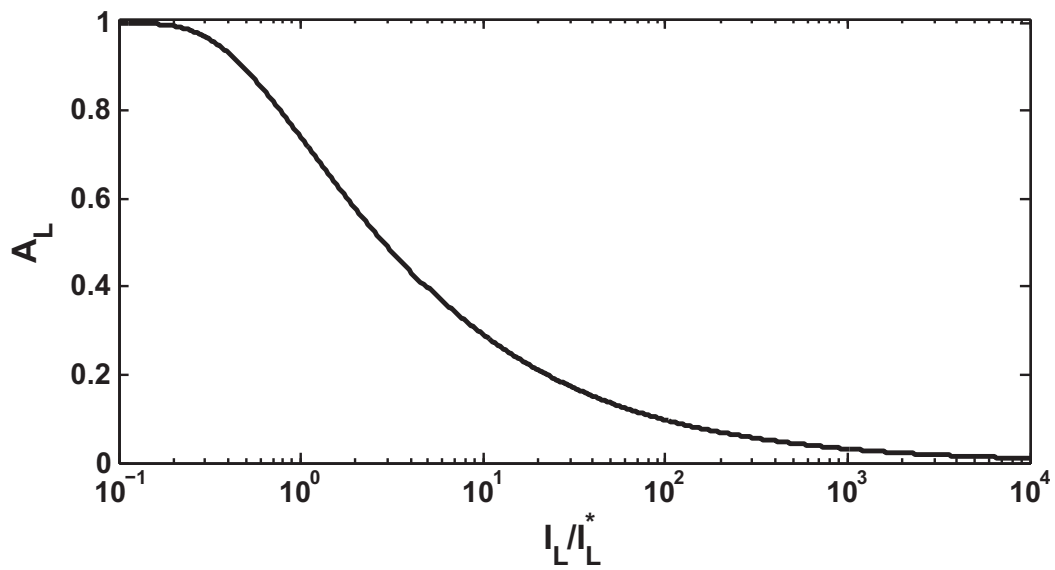


Abbildung 2.2: Absorption durch inverse Bremsstrahlung

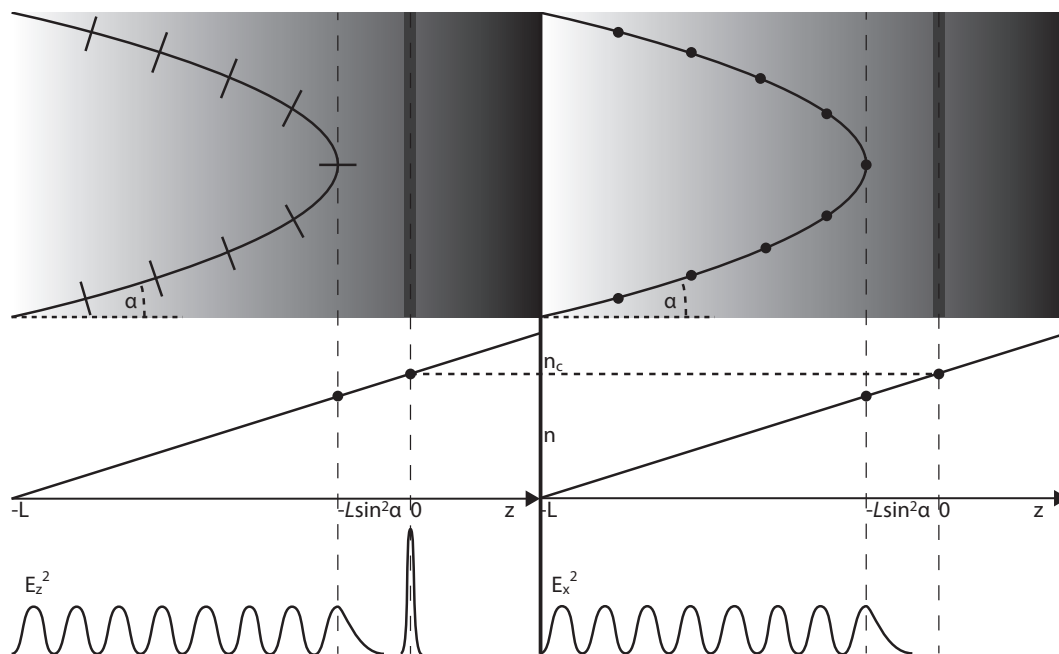


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Resonanzabsorptionsmechanismus. Abgebildet ist von oben nach unten eine Skizze des Lichtweges durch ein Plasma, die Plasmaelektronendichte und das elektrische Feld. Links ist die Situation für p-Polarisation und rechts für s-Polarisation zu sehen.

Es fällt auf, dass die Absorption des Laserlichts stark von der Wellenlänge des Lichts abhängt. Deswegen ist es für die Heizung von Hohlräumen von Vorteil, Laser mit kurzer Wellenlänge zu nutzen.

Ein weiterer Mechanismus der Laserabsorption in Plasmen ist die Resonanzabsorption. Dafür ist es notwendig, dass die Laserpropagationsrichtung und die Ebene der kritischen Dichte zueinander einen Winkel ungleich 90° einnehmen. Die Laserstrahlung kann so nicht mehr bis zur kritischen Dichte vordringen, da sie durch den Brechungsindexgradienten von der kritischen Ebene weggebrochen wird wie in Abbildung 2.3. Für einen linearen Gradienten mit einer Ausdehnung von $-L$ bis 0, wobei 0 der Ort der kritischen Dichte ist, ergibt sich der Ort der geringsten Entfernung des Lasers zur kritischen Dichte:

$$z_{min} = -L \sin^2(\alpha) \quad (2.21)$$

wobei α der Winkel zwischen Laser und der Senkrechten auf der Ebene der kritischen Dichte ist.

Eine weitere Bedingung für die Resonanzabsorption ist, dass das Laserlicht p-polarisiert ist. Nur in diesem Fall gibt es eine Komponente des Elektrischen Feldes in z-Richtung, also in Richtung des Dichtegradienten. Und nur so ist eine Kopplung einer elektromagnetischen Welle ausschließlich unter Einbeziehung linearer Effekte an eine Elektronen-Plasma-Welle, oder auch Langmuirwelle genannt, möglich. Unter Einbeziehung nichtlinearer Effekte ist dies zwar auch unter anderen Bedingungen möglich, dafür sind aber Laserintensitäten über 10^{15} Wcm^{-2} nötig.

Durch Tunneln erreicht ein Teil der Photonen die Ebene der kritischen Dichte. Da hier $\omega_L = \omega_p$ ist und das elektrische Feld die Plasmaelektronen von dichteren in weniger dichte Bereiche und umgekehrt schiebt, kann das Elektrische Feld resonant an eine Langmuirwelle koppeln und so die Energie an Plasmonen abgeben.

Für s-polarisiertes Licht funktioniert dies nicht, da die Elektronen nur in Bereichen gleicher Elektronendichte verschoben werden und so keine Langmuirwellen erzeugt werden können.

In [Gin64] und [Kru88] ist gezeigt, dass für p-polarisiertes Licht die Absorption nur von dem skalierten Winkelparameter q abhängt:

$$q = (kL)^{2/3} \sin^2 \alpha \quad (2.22)$$

Für $q = 0$ kann keine Resonanzabsorption stattfinden, da es keine Komponente des elektrischen Feldes in z-Richtung gibt. Für $q \gg 1$ sinkt die Effektivität der Resonanzabsorption ebenfalls, da die maximale Annäherung, im Vergleich zur Wellenlänge des Lasers, in großer Entfernung von der kritischen Dichte stattfindet. Das E-Feld ist am Ort der kritischen Dichte dann so weit abgesunken, dass es keine effektive Kopplung an die Langmuirwelle gibt. Das Maximum der Absorption von 49 % liegt bei $q = 0,5$. Der absorbierte Anteil hängt dabei nicht von der Intensität ab.

Neben diesen zwei Absorptionsmechanismen gibt es noch die so genannten parametrischen Instabilitäten. Hierbei handelt es sich ebenfalls um eine Kopplung elektromagnetischer Wellen an elektrostatische Wellen, wie Langmuir- und ionenakustische Wellen. Im Gegensatz zur Resonanzabsorption finden diese aber auch im homogenen Plasma statt. Dies kann ausschließlich unter Berücksichtigung nichtlinearer Prozesse nachvollzogen werden. Der Prozess ist die ponderomotive Kraft \vec{F}_{pond} , die das Herausdrücken geladener Teilchen aus Bereichen mit hoher Laserintensität beschreibt:

$$\vec{F}_{pond} = -\frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \nabla \frac{|E_1|^2}{16\pi} (1 - \cos(2\omega_L t)) \quad (2.23)$$

Die parametrischen Instabilitäten, namentlich parametrischer Zerfall, Zwei-Plasmonen-Zerfall, stimulierte Brillouin-Streuung und stimulierte Raman-Streuung, sind allerdings Effekte, die, aufgrund ihres nichtlinearen Charakters, erst ab Intensitäten oberhalb von 10^{15} Wcm^{-2} bei einer Laserwellenlänge von 1064 nm stattfinden.

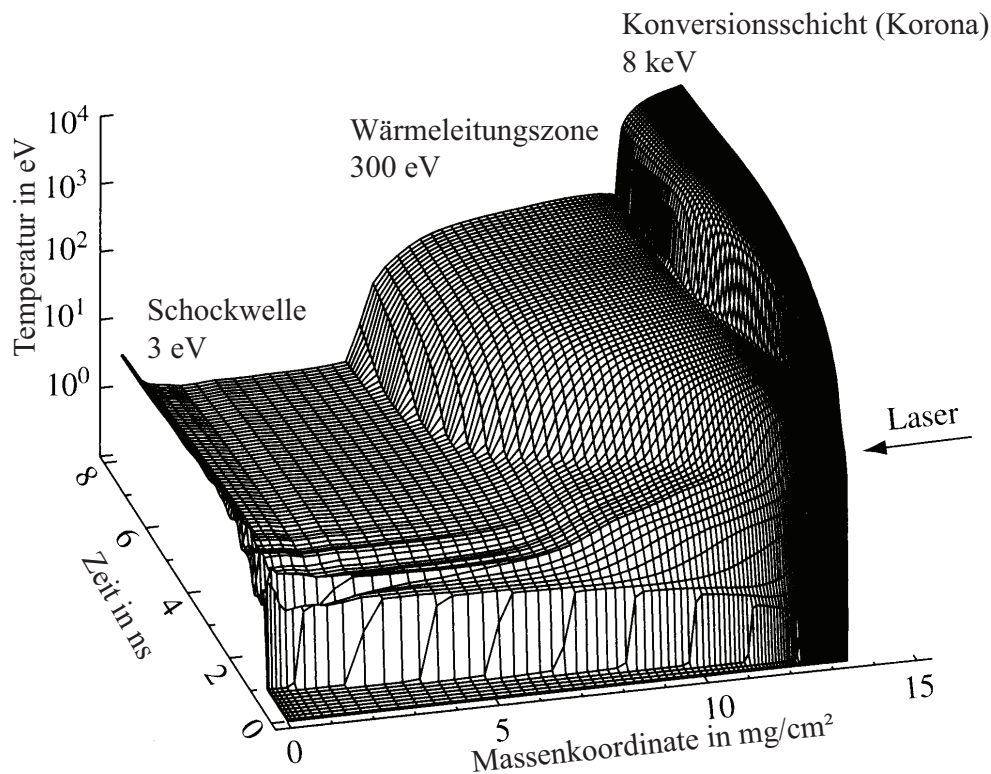


Abbildung 2.4: Temperatur über Massenkoordinate und Zeit aus einer MULTI-1D-Simulation. Die Laserparameter sind 10^{15} Wcm^{-2} bei $0,35 \mu\text{m}$ Wellenlänge. Es sind drei Bereiche zu unterscheiden: Die heiße Korona, die ca. eine Größenordnung geringere Temperatur in der Wärmeleitungszone und die kalte Schockzone.

Diese Prozesse, insbesondere die stimulierte Ramanstreuung, führen zu heißen Elektronen und entsprechend hochenergetischer Röntgen-Bremsstrahlung, die nur begrenzt zur Heizung von Hohlräumen geeignet ist, da für kurzwellige Röntgenstrahlung die Opazität des Wandmaterials sinkt.

2.2 Primäre Röntgenstrahlung

Zur Heizung der Hohlräume ist es notwendig Laserstrahlung in Röntgenstrahlung umzuwandeln. Dazu wird das oben beschriebene primäre Laserplasma verwendet. Um eine möglichst effektive Umwandlung von Laserlicht in Röntgenstrahlung zu gewährleisten, ist eine möglichst hohe Laserabsorption unabdingbar.

2.2.1 Emissionsmechanismen

Nicht thermalisierte, primäre Röntgenstrahlung wird hauptsächlich in der Konversionsschicht und dort am meisten direkt an der kritischen Dichte erzeugt. Wie in Abbildung 2.4 zu sehen, ist dieser Bereich der heißeste Bereich des Laserplasmas. Diese vergleichsweise hohe Temperatur ist der Grund dafür, dass hier der größte Anteil an Röntgenstrahlung erzeugt wird. Die Darstellung stammt aus einer MULTI-1D-Simulation, die in [RSMTV88] beschrieben wird.

Für die Erzeugung von Röntgenstrahlung im koronalen Plasma sind drei Prozesse verantwortlich: Frei-frei-Übergänge, auch Bremsstrahlung genannt, gebunden-frei-Übergänge, auch radiativer Elektronen-

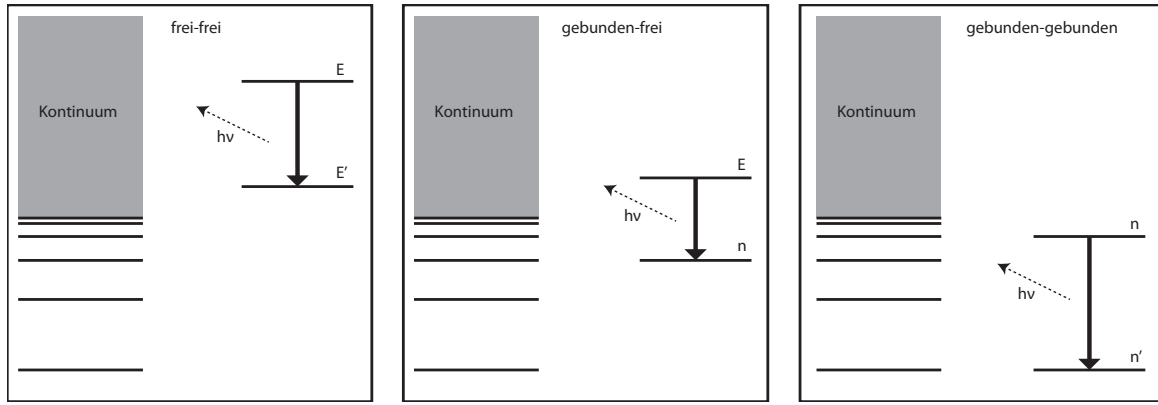


Abbildung 2.5: Strahlende Elektronenübergänge in einem Plasma. Dargestellt sind frei-frei, frei-gebunden und gebunden-gebunden Übergänge. Jeweils links in der Abbildung befindet sich die Schalenkonfiguration eines Plasmaions und rechts der konkrete Übergang.

eingang genannt und gebunden-gebunden-Übergänge, auch Linienstrahlung genannt. Die Übergänge sind schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt.

Bremsstrahlung entsteht, wenn ein Elektron beschleunigt wird und dabei ein Photon abgibt. In einem Plasma findet dieser Prozess bei Ablenkung eines Elektrons im Potential eines Ions statt. Für den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\nu$ für ein Elektron mit der Geschwindigkeit v_e für die Abgabe eines Photons mit der Energie $h\nu$ gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{1}{6\sqrt{3}\pi\epsilon_0^3} \frac{Z_i^2 e^6}{m_e^2 c^3 v_e^2 h\nu} \quad (2.24)$$

Um die spektrale Emission η_ν eines Plasmas durch Bremsstrahlung zu ermitteln kann eine Maxwellverteilung $f(v_e)$ mit der Temperatur T_e der freien Elektronen angenommen werden:

$$\eta_\nu = \frac{h\nu}{4\pi Am_p} \int_{\nu_{min}}^{\infty} f(v) \nu \frac{d\sigma}{d\nu} d\nu \quad (2.25)$$

Der Faktor $1/Am_p$ wird hier eingeführt, um die Abstrahlung pro Masse zu erhalten. Die maximale Photonenenergie, die bei einem Stoß abgegeben werden kann, entspricht der kinetischen Energie des Elektrons $m_e v_e^2/2 = h\nu$. Deswegen entspricht die Untergrenze im Integral genau dieser Energie $\nu_{min} = \sqrt{(2h\nu/m_e)}$. Die Integration ergibt folgende Gleichung:

$$\eta_\nu = \frac{1}{12\sqrt{6}\pi\epsilon_0^3} \frac{e^6 Z_i^2 n_e}{m_e^2 c^3 \sqrt{k_b T_e/m_e} Am_p} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_b T_e}\right) \quad (2.26)$$

Um die gesamte, durch Bremsstrahlung erzeugte Leistung P_{br} zu erhalten, muss Gleichung 2.26 über alle Frequenzen integriert werden:

$$P_{br} = 4\pi \int_0^{\infty} \eta_\nu d\nu = \frac{1}{6\sqrt{6}\pi\epsilon_0^3} \sqrt{\frac{k_b T_e}{m_e c^2}} \frac{e^6 Z_i^3 \rho}{m_e \hbar c^2 (Am_p)^2} \quad (2.27)$$

Neben der Integration wurde ebenso die Elektronendichte n_e durch die Dichte ρ nach $\rho = Am_p n_e/Z_i$ ersetzt. Werden die Konstanten eingesetzt, ergibt sich:

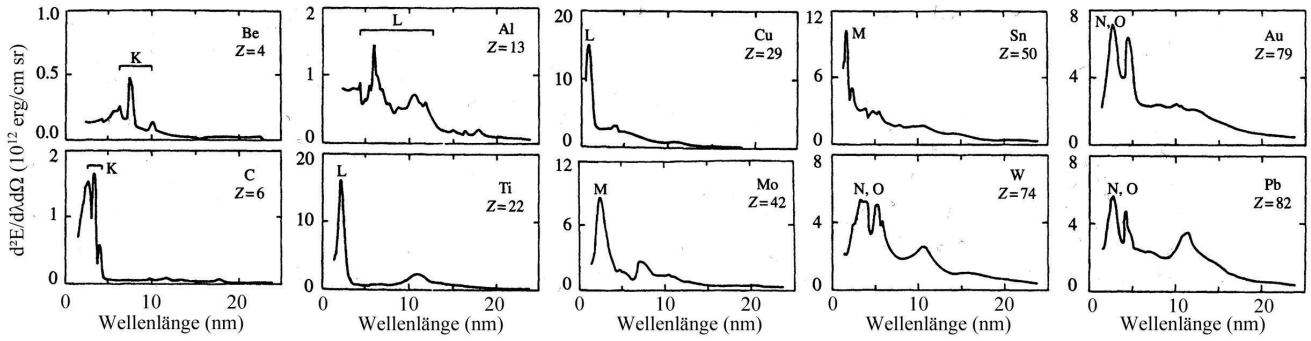


Abbildung 2.6: Röntgenspektrum in Abhängigkeit des Materials. Ein festes Target wurde dazu 3 ns mit einer Laserintensität von $3 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ und einer Wellenlänge von 530 nm bestrahlt. Die Spektren sind absolut gemessen.

$$P_{br} = 1,76 \times 10^{17} \sqrt{T_e} Z_i^3 \rho / A^2 \text{ W/g} \quad (2.28)$$

mit T_e in keV und ρ in g/cm^3 .

Wie an dieser Gleichung zu sehen ist, hängt die Bremsstrahlung sowohl direkt als auch indirekt über den Ionisationsgrad Z_i , der sogar in der dritten Potenz eingeht, von der Temperatur ab. Dies ist auch der Grund, weshalb das heiße koronale Plasma trotz der geringen Dichte, die linear eingeht, die stärkste Bremsstrahlungsquelle ist. Gerade für schwerere Elemente wie Gold und Tantal mit vielen und in den unteren Schalen stark gebundenen Elektronen spielt die Temperatur so eine starke Rolle.

Für frei-gebunden- und gebunden-gebunden-Übergänge ist eine analytische Darstellung nicht möglich. Hierzu muss die Elektronenkonfiguration jedes einzelnen Plasmaions betrachtet werden und die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den einzelnen Schalen für jede Konfiguration müssen bekannt sein. Da dies für schwere Atome wie das in dieser Arbeit verwendete Gold nicht möglich ist, kommen zum Beispiel in Simulationen für diese Elemente semi-empirische Modelle in Verbindung mit experimentellen Daten zur Anwendung.

2.2.2 Abhängigkeit der primären Röntgenquelle von Targetmaterial und Laserparametern

Wie im letzten Abschnitt gezeigt, hängt die Emission von Röntgenstrahlung sowohl vom Targetmaterial, in Form möglicher mittlerer Ionisationszustände und Schalenkonfiguration der Ionen, als auch von Laserparametern ab, die sich auf Temperatur und Plasmadichte auswirken.

Abbildung 2.6 aus [EK86] zeigt experimentelle Daten, die die abgestrahlte Röntgenstrahlung in Abhängigkeit des verwendeten Targetmaterials wiedergeben. Alle Daten sind unter den gleichen Bedingungen aufgenommen. Die Energien sind absolute Werte. Der Vergleich der Kurven zeigt, dass das Integral über die gezeigten Wellenlängen, wie in Abbildung 2.7 aus [EK86] zu sehen, einen Anstieg der abgestrahlten Energie mit anwachsender Kernladungszahl ergibt.

Die größere Effektivität von schweren Atomen erklärt sich einerseits durch die höhere mögliche Ionisation und der damit stärkeren Bremsstrahlungserzeugung. Andererseits stehen mehr gebundene Elektronen zur Verfügung, so dass die Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung von Linienstrahlung steigt.

Dies ist ein Grund, warum für die Herstellung der Targethohlräume Gold mit einer Kernladung von $Z = 79$ gewählt wurde. Ein weiterer Grund ist, dass es für die Generierung von Hohlraumstrahlung notwendig ist, die erzeugte Röntgenstrahlung im Hohlraum einzuschließen. Der Anteil der eingeschlossenen Strahlung reduziert sich mit sinkender Kernladungszahl, da die Opazität der Materialien fällt. Es geht in diesem Fall mehr Röntgenstrahlung durch die geschlossenen Wände des Hohlraums verloren.

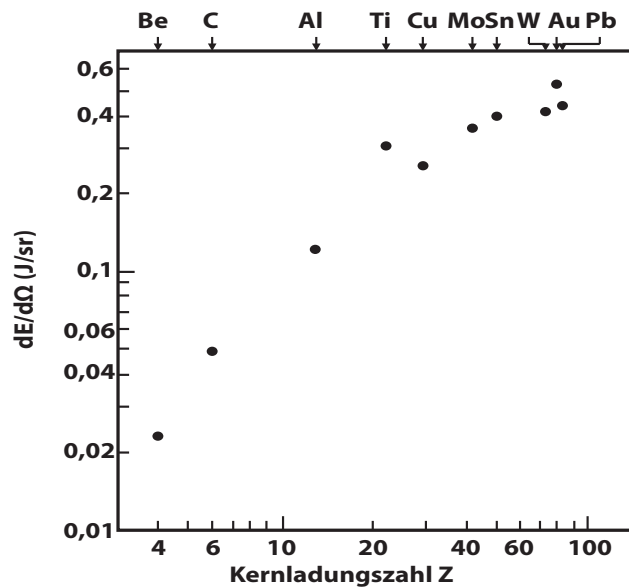


Abbildung 2.7: Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Kernladungszahl. Die Punkte entsprechen Integralen von 1 bis 25 nm über die Spektren aus Abbildung 2.6.

Abbildung 2.8 aus [LBMP86] zeigt die Abhängigkeit der Röntgenkonversion von den Laserparametern. Zu erkennen ist, dass mit zunehmender Laserintensität die Konversionseffizienz in Röntgenstrahlung sinkt. Dies ist anhand von Gleichung 2.19 zu erklären, da die Laserabsorption durch inverse Bremsstrahlung mit steigender Laserintensität abnimmt.

Auch ist in Abbildung 2.8 zu erkennen, dass die Konversionsmechanismen mit sich verkürzender Laserwellenlänge effektiver werden. Da die kritische Dichte mit sinkender Laserwellenlänge größer wird, kann das Laserlicht innerhalb von dichteren Plasmabereichen absorbiert werden, was ebenfalls zu einer gesteigerten Energieabsorption führt.

Ein theoretisches Modell für die Erzeugung von Röntgenstrahlung durch Laserbeschuss unter Zuhilfenahme des MULTI 1D Codes ist in [SELS90] und [ESS90] dargestellt.

2.3 Erzeugung von Hohlraumstrahlung

Die Röntgenstrahlung des primären Plasmas kann als Wärmequelle für die Heizung eines Schwarzkörperstrahlers betrachtet werden. Wie bereits oben gezeigt entspricht die Abstrahlung des primären Plasmas einem Bremsstrahlungsspektrum mit einer Überlagerung durch ein Linienspektrum. Es soll an dieser Stelle zuerst schematisch gezeigt werden, wie durch das Umschließen des lasergenerierten Plasmas die thermalisierte Röntgenstrahlung beginnt, die abgestrahlte Leistung zu dominieren. Anschließend wird ein Skalierungsgesetz erarbeitet, das es ermöglicht, die Temperatur eines Hohlraumes je nach Wandmaterial und Laserintensität abzuschätzen. Abschließend werden diejenigen Eigenschaften gezeigt, die das Spektrum nach erfolgter Thermalisierung theoretisch aufweist.

2.3.1 Hohlraumeffekt

Wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt, ist die von der Korona des direkt durch den Laser geheizten Plasmas abgestrahlte Röntgenstrahlung hauptsächlich linien- und bremsstrahlungsdominiert. Die Photonen thermalisieren nicht mit dem Plasma, da in der dünnen Laserabsorptionszone die mittlere freie Weglänge der Photonen im Vergleich zur Ausdehnung des Plasmas groß ist. Thermalisierte Strahlung, also Strahlung, die im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung ist, kann nur im dichten Bereich

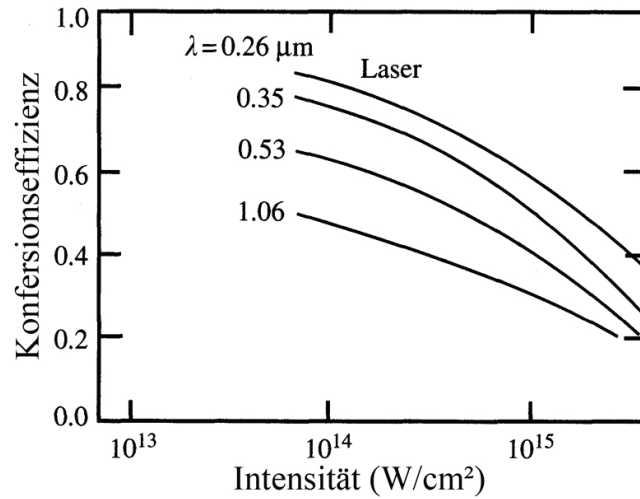


Abbildung 2.8: Konversionseffizienz in Abhängigkeit von Laserintensität und Laserwellenlänge

des Plasmas entstehen. Der Thermalisierungsbereich, auch Reemissionszone genannt, liegt jedoch im überkritischen Bereich des Plasmas und kann somit nicht direkt vom Laser geheizt werden. Erst die kurzwellige primäre Röntgenstrahlung kann in diesen Bereich eindringen und thermalisieren.

Wird ein Laserfluss S_L angenommen, so entsteht im koronalen Plasma ein primärer Röntgenfluss S_{pR} :

$$S_{pR} = \eta S_L \quad (2.29)$$

mit der Konversionseffizienz η von Laserlicht in Röntgenstrahlung.

Von dieser Röntgenstrahlung wird die Hälfte wieder zurück in den Leerraum abgestrahlt. Die andere Hälfte wird in Richtung dichteres Plasma abgestrahlt und erreicht die Thermalisierungszone. Darin wird ein Teil r der thermalisierten Strahlung erneut in den Leerraum reemittiert. Dieser Faktor wird Wandalbedo genannt. Der andere Teil geht zur Heizung des Wandmaterials verloren.

Der gesamte Fluss in den Leerraum S_{lR} setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$S_{lR} = \underbrace{\frac{1}{2}\eta S_L}_{\text{Linienstrahlung}} + \underbrace{r\frac{1}{2}\eta S_L}_{\text{thermale Strahlung}} = \frac{1}{2}\eta S_L(1+r) \quad (2.30)$$

Da $0 < r < 1$ ist die Linienstrahlung unter dieser Bedingung immer größer als die thermalisierte Strahlung. Wird die Geometrie wie in Abbildung 2.9 verändert, das heißt nicht nur eine Wand genommen, auf die der Laser trifft, sondern der Leerraum zu einem umschlossenen Hohlraum verändert, so ändert sich auch die Situation für die im Hohlraum zirkulierende Röntgenstrahlung.

Auf die anderen Wände trifft dann der Fluss $\frac{1}{2}\eta S_L(1+r)$ auf. Auch hier wird wieder der Teil r der absorbierten Strahlung thermalisiert reemittiert, der sich zum Fluss S_{lR} addiert. Der Fluss $\frac{1}{2}\eta S_L(r+r^2)$ trifft abermals auf die erste Wand und erneut wird der Teil r reemittiert. Diese Reemission findet theoretisch unendlich oft statt. Deswegen ergibt sich für den Fluss im Hohlraum:

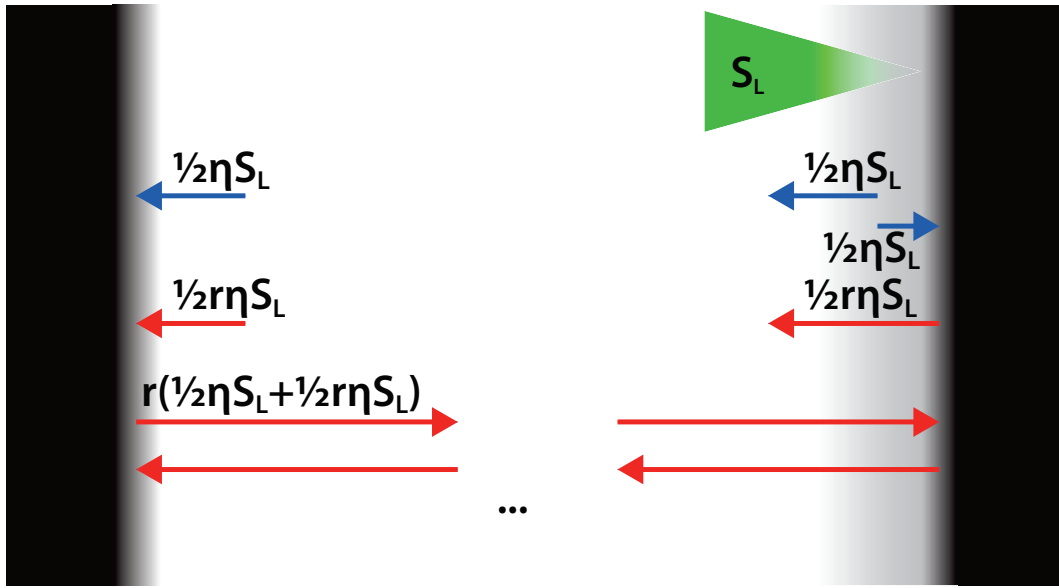


Abbildung 2.9: Erhöhung der thermalisierten Strahlung gegenüber der Linienstrahlung

$$\begin{aligned}
 S_{HR} &= \frac{1}{2} \eta S_L (1 + r) + \frac{1}{2} \eta S_L (r + r^2) + \frac{1}{2} \eta S_L (r^2 + r^3) + \dots \\
 &= \frac{1}{2} \eta S_L (1 + 2r^2 + 2r^3 + 2r^4 + \dots) \\
 &= \frac{1}{2} \eta S_L + r \eta S_L (1 + r + r^2 + r^3 + \dots) \\
 &= \frac{1}{2} \eta S_L + r \eta S_L \left(\frac{1}{1 - r} \right) \\
 &= \underbrace{\frac{1}{2} \eta S_L}_{\text{Linienstrahlung}} + \underbrace{\eta S_L \left(\frac{r}{1 - r} \right)}_{\text{thermale Strahlung}} \\
 &= \frac{1}{2} \eta S_L + \eta S_L N
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

Unter realen Bedingungen findet die Reflektion nicht unendlich oft statt, kann aber durch folgende Gleichung für die mittlere Wegstrecke von Emission zu Absorption \bar{l} abgeschätzt werden:

$$\bar{l} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d \cos(\theta) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi} = \frac{2}{3} d \tag{2.32}$$

d ist der Durchmesser des Hohlraumes. Für einen $600 \mu\text{m}$ durchmessenden Hohlraum ergibt sich eine Zeit von $1,4 \text{ ps}$. Da diese Zeit sehr viel kleiner als die Laserpulsdauer ist, ist die Näherung gerechtfertigt. Der Faktor N gibt an, wie oft der Laserfluss S_L im Mittel im Hohlraum reemittiert wird, bevor die Strahlung endgültig von der Wand absorbiert wird.

Der Anteil der Hohlraumstrahlung hängt demnach ausschließlich vom Reemissionsvermögen der Wand ab. Für ein Reemissionsvermögen $r > 1/3$ übersteigt der Anteil der thermalisierten Strahlung den der Linienstrahlung. Für ein r nahe 1 ist dann $\frac{r}{1-r} \gg 1$. Damit wird der Anteil der Linienstrahlung verschwindend klein.

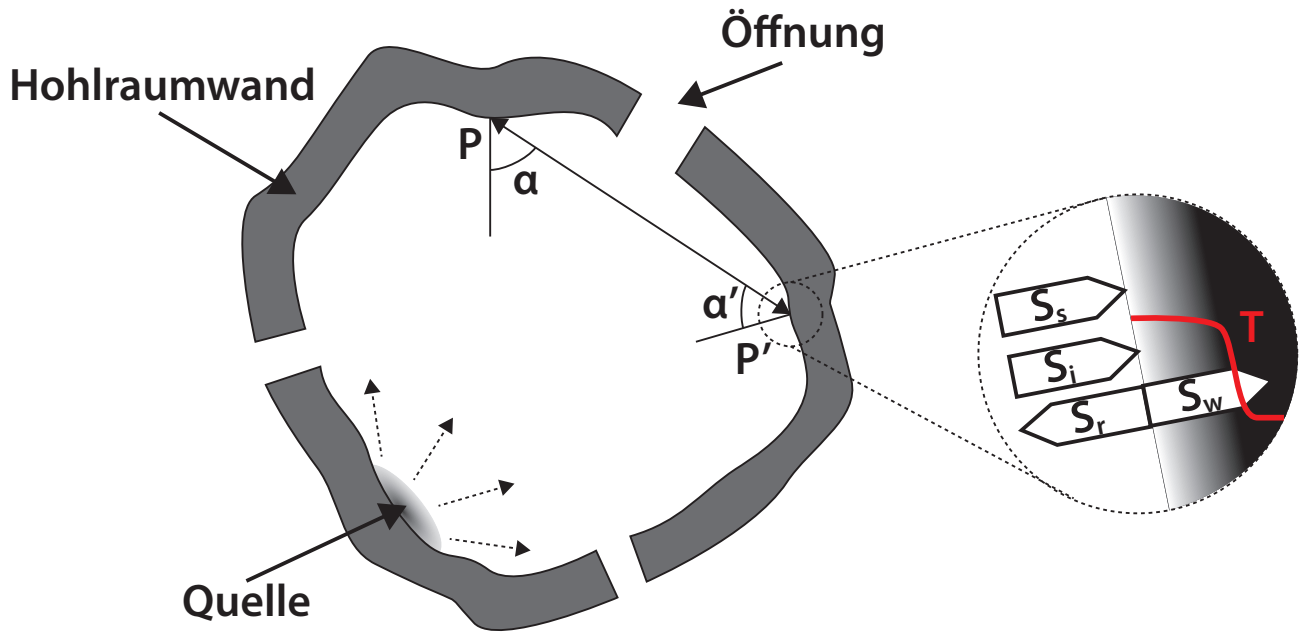


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung eines Hohlraumes

Diese einfache Abschätzung zeigt, wie in einem Hohlraum die Linienstrahlung von der thermalisierten Strahlung dominiert wird. Um Temperaturen für einen Hohlraum zu berechnen, muss dessen Beschaffenheit genauer betrachtet werden. Dafür sind neben der Laserleistung auch die Wandeigenschaften und die Geometrie von Belang. Ein Ansatz hierfür wird im nächsten Abschnitt aufgezeigt.

2.3.2 Modell für die Hohlraumtemperatur

Um die Temperatur in einem Hohlraum berechnen zu können, ist es notwendig, auch die Prozesse, die in der Wand stattfinden, in Betracht zu ziehen. Dabei müssen aber nicht die Prozesse wie sie im Abschnitt Laserabsorptionsmechanismen und primäre Röntgenstrahlung beschrieben sind im Detail behandelt werden, sondern sie können mit einer selbstständlichen Lösung über die röntgenstrahlungsgetriebene Plasmaexpansion beschrieben werden.

Die Beschreibung des Hohlraums findet wie in [Tsa92] gezeigt, ähnlich wie im vorherigen Abschnitt über die Energieflüsse der Wandelemente, statt. Dabei kann der Ansatz für einen beliebig geformten Hohlraum, wie in Abbildung 2.10 gezeigt, formuliert werden.

Für jeden Punkt im Hohlraum muss folgende Gleichung gelten:

$$S_i(\vec{r}, t) + S_s(\vec{r}, t) = S_r(\vec{r}, t) + S_w(\vec{r}, t) \quad (2.33)$$

Dabei ist S_s der von der Quelle auf das Wandelement treffende Fluss, S_i der Fluss von allen anderen Wandelementen, S_r ist die reemittierte Strahlung und S_w der in die Wärmewelle, die in die Wand läuft, dissipierte Fluss. Diese Gleichung ist Ausdruck der Energieerhaltung für jedes Wandelement, da der einströmende Fluss genauso groß sein muss wie der abströmende Fluss.

Für den Fluss S_i kann folgende Gleichung formuliert werden:

$$S_i(\vec{r}, t) = \int_{A_w} \frac{S_r(\vec{r}', t)}{\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{r}') dA' \quad (2.34)$$

Die Gleichung beschreibt die von den anderen Flächenelementen bei $P'(\vec{r}')$ auf das Flächenelement bei $P(\vec{r})$ auftreffende Strahlung. Dabei wird über die gesamten festen Wände A_w unter Auslassung der Hohlraumöffnungen A_h integriert. $\Psi(\vec{r}, \vec{r}')$ ist dabei der Sichtfaktor, der den Winkel und den Abstand der Flächenelemente zueinander berücksichtigt. Er berechnet sich mittels folgender Funktion:

$$\Psi(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\cos(\alpha) \cos(\alpha')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \quad (2.35)$$

Die Winkel α beziehungsweise α' bezeichnen den Winkel, den der Verbindungsvektor mit der jeweiligen Flächennormalen einnimmt.

Entsprechend lässt sich auch eine Gleichung für den Quellfluss auf ein Wandelement aufstellen:

$$S_s(\vec{r}, t) = \int_{A_s} \frac{S_0(\vec{r}, t)}{\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{r}') dA' \quad (2.36)$$

Hierbei wird nur über die Quellfläche A_s integriert. Der Fluss S_0 ist der Fluss primärer Röntgenstrahlung von der Quellfläche.

Wie im vorherigen Abschnitt wird bei diesem Ansatz ebenfalls ein Reemissionsfaktor $R(\vec{r}, t)$ definiert, der diesmal von Ort und Zeit abhängt. Damit ergibt sich für den reemitierten Fluss:

$$S_r(\vec{r}, t) = R(\vec{r}, t)(S_s(\vec{r}, t) + S_i(\vec{r}, t)) \quad (2.37)$$

Die Gleichungen vereinfachen sich für den Fall eines vollkommen geschlossenen Hohlraums. Dann folgt aus Gleichung 2.34, dass $S_i = S_r$ ist. Unter der Annahme, dass die Strahlung von allen Flächen isotrop abgestrahlt wird und alle denselben Fluss abstrahlen, bleibt nur das Integral über den Sichtfaktor, das sich bei Integration von $P(\vec{r}, t)$ über den Halbraum zu π ergibt. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.33 und es zeigt sich, dass $S_s = S_w$.

Aus der selbstähnlichen Lösung für die Plasmaexpansion ergibt sich in [PS85] und [PS86] eine Lösung für die Temperatur der Wand in Abhängigkeit des dissipierten Flusses S_w .

$$T(t) = c' t^{\alpha'} S_w^{\beta'} \quad (2.38)$$

Die Konstanten c' , α' und β' sind vom Wandmaterial abhängige Konstanten.

Zur Herleitung der Konstanten muss die Opazität der Wand beziehungsweise des von der Wand abströmenden Plasmas bekannt sein. Hier wurde die aus einem gemittelten Ionenmodell abgeleitete Rosseland-Opazität genommen und durch ein Potenzgesetz genährt. Dieses Vorgehen ist in [TE87] beschrieben.

Die Abstrahlung von einem Flächenelement mit der Temperatur T ist durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz gegeben und entspricht dem reemitierten Fluss S_r .

$$S_r(t) = \sigma T^4(t) = c t^\alpha S_w^\beta \quad (2.39)$$

mit $c = \sigma c'^4$, $\alpha = 4\alpha'$ und $\beta = 4\beta'$. σ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante. Für Gold als Wandmaterial ergibt sich:

$$\tilde{S}_r(t) = 4,87 \tilde{t}^{8/13} \tilde{S}_w^{16/13} \quad (2.40)$$

Die Flüsse sind in Einheiten von 10^{14} Wcm^{-2} und die Zeit in ns gegeben. Das Wandalbedo berechnet sich also nach Gleichung 2.37.

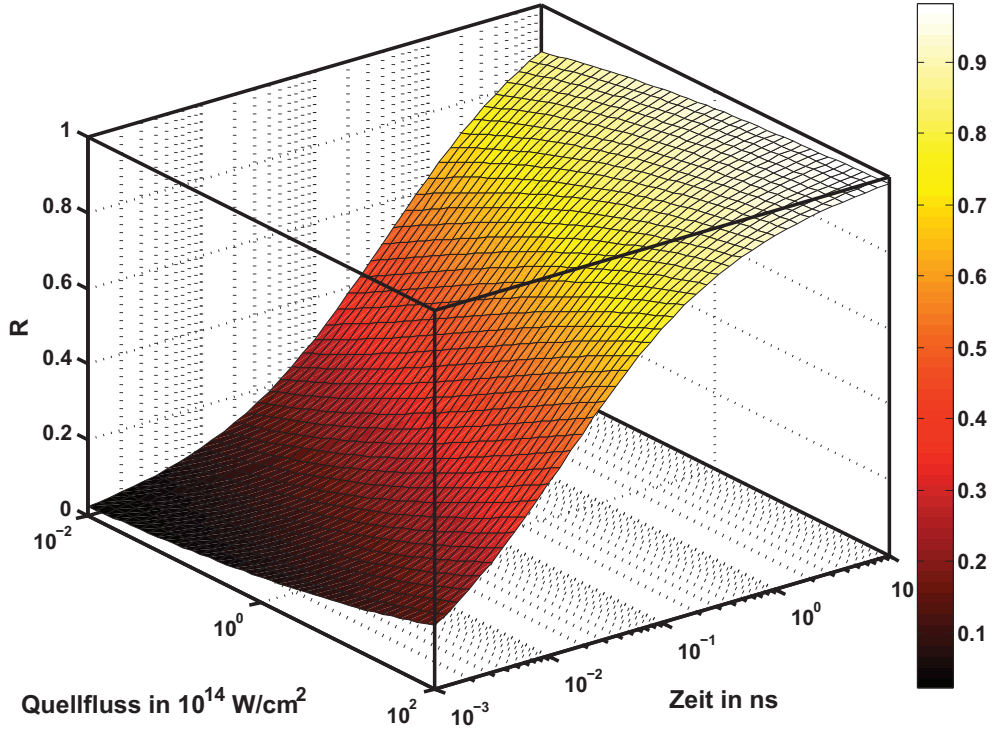


Abbildung 2.11: Wandalbedo in Abhängigkeit von Quellfluss und Bestrahlungsdauer

$$R(\vec{r}, t) = \frac{S_r(\vec{r}, t)}{S_i(\vec{r}, t) + S_s(\vec{r}, t)} \quad (2.41)$$

mit der Annahme eines vollkommen geschlossenen Hohlraumes und den Gleichungen aus der ablativen Hitzewellen-Theorie vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$R(t) = \frac{ct^\alpha S_s^\beta}{ct^\alpha S_s^\beta + S_s} \quad (2.42)$$

Diese analytische Gleichung für das Wandalbedo ist in Abbildung 2.11 für verschiedene Quellflüsse und Bestrahlungszeiten gezeigt. Zu beachten ist hierbei, dass der Quellfluss weder mit dem Laserfluss, noch mit dem Fluss der primären Röntgenquelle S_0 gleichzusetzen ist, sondern sich aus S_0 nach Gleichung 2.36 berechnet.

Der Graph zeigt, dass das Wandalbedo für höhere Quellflüsse und längere Bestrahlungszeiten steigt. Dies liegt daran, dass sich nach Beginn der Lasereinstrahlung erst eine Reemissionsschicht aufbauen muss, was bei höheren Flüssen schneller geschieht.

Des weiteren lässt sich der Zeitpunkt abschätzen, an dem der thermalisierte Fluss aus der Wand den liniendominierten Quellfluss übersteigt.

$$\begin{aligned} S_r &= S_s \\ ct^\alpha S_s^\beta &= S_s \\ t &= \frac{S_s^{(1-\beta)/\alpha}}{c^\alpha} \\ \tilde{t} &= \frac{0,0763}{\tilde{S}_s^{3/8}} \end{aligned} \quad (2.43)$$

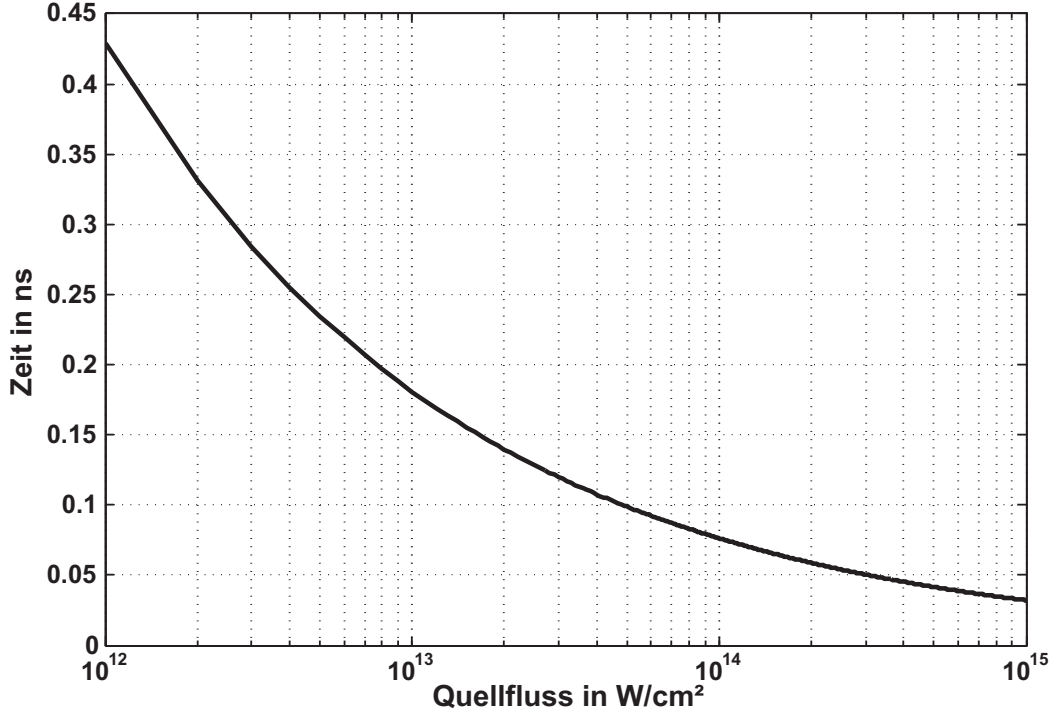


Abbildung 2.12: Zeit bis zur Thermalisierung des Hohlraums in Abhängigkeit des Quellflusses.

Dies ist die Zeitspanne, die der Heizpuls mindestens umfassen muss, um einen thermalisierten Hohlraum zu generieren.

Für nicht geschlossene Hohlräume ist der Fluss in die Wand nicht bekannt, denn hier ist $S_i(\vec{r}, t) \neq S_r(\vec{r}, t)$ und deswegen auch $S_s(\vec{r}, t) \neq S_w(\vec{r}, t)$. Trotzdem kann zu einer generellen Lösung des Problems durch Einsetzen von 2.33 in 2.39 gelangt werden.

$$S_r(\vec{r}, t) = ct^\alpha [S_s(\vec{r}, t) + S_i(\vec{r}, t) - S_r(\vec{r}, t)]^\beta \quad (2.44)$$

Durch das Einsetzen von Gleichung 2.34 und 2.36 in die eben gezeigte Gleichung lässt sie sich in eine nichtlineare, implizite Integralgleichung umwandeln.

$$S_r(\vec{r}, t) = ct^\alpha \left[\int_{A_s} \frac{S_0(\vec{r}, t)}{\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{r}') dA' + \int_{A_w} \frac{S_r(\vec{r}, t)}{\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{r}') dA' - S_r(\vec{r}, t) \right]^\beta \quad (2.45)$$

mit der Lösung dieser Gleichung $S_r^*(\vec{r}, t)$ kann das Wandalbedo ausgedrückt werden:

$$R(\vec{r}, t) = \frac{S_r^*(\vec{r}, t)}{\int_{A_w} \frac{S_r^*(\vec{r}, t)}{\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{r}') dA' + \int_{A_s} \frac{S_0(\vec{r}, t)}{\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{r}') dA'} \quad (2.46)$$

Für sphärische Hohlräume lassen sich diese Gleichungen lösen. Dies erklärt sich dadurch, dass der Sichtfaktor in Kugeln für alle Punkte zu allen Punkten gleich ist.

$$\Psi_{Kugel}(\vec{r}, \vec{r}') = \Psi_{Kugel} = \frac{\pi}{A_c} \quad (2.47)$$

wobei A_c die gesamte Kugeloberfläche ist.

Daraus folgt, dass alle Flächenelemente in einer Kugel von der Quelle sowie den anderen Flächen gleichmäßig bestrahlt werden und sich deswegen trotz eines nicht geschlossenen Hohlraums überall dieselbe Temperatur einstellt. Dies führt einerseits dazu, dass die Flüsse unabhängig vom betrachteten Punkt werden, andererseits, dass sich Gleichung 2.45 vereinfachen lässt. Aus Gleichung 2.34 lässt sich folglich mit den obigen Annahmen folgende Umformung gewinnen:

$$S_i = \frac{S_r}{\pi} \int_{A_w} \Psi_{Kugel} dA' = \frac{S_r}{\pi} \int_{A_w} \frac{\pi}{A_c} dA' = S_r \frac{A_w}{A_c} \quad (2.48)$$

mit $A_h/A_c = f$ wird daraus:

$$S_i = S_r(1 - f) \quad (2.49)$$

Durch Einsetzen in Gleichung 2.44 wird aus dieser:

$$S_r = ct^\alpha (S_s - f S_r)^\beta \quad (2.50)$$

Der Quellfluss kann aus der Laserleistung P_L , der Konversionseffizienz η und der Hohlraumfläche bestimmt werden. Aus Gleichung 2.36 kann aufgrund des gleichbleibenden Sichtfaktors der Quellfluss berechnet werden.

$$S_s = \frac{A_s}{A_c} S_0 = \frac{A_s}{A_c} \eta S_L = \frac{A_s}{A_c} \eta \frac{P_L}{A_s} = \eta \frac{P_L}{A_c} \quad (2.51)$$

Über das Stefan-Boltzmann-Gesetz kann aus dem Fluss S_r final die Temperatur bestimmt werden.

Aus der abgegebenen Röntgenstrahlung lässt sich allerdings nur dann eine Temperatur ableiten, wenn die Strahlung im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung ist. Unter dieser Bedingung stellt sich ein Spektrum ein, das nur von der Temperatur abhängt und eine spezifische Form annimmt. Ein solches Spektrum wird plancksches Strahlungsspektrum genannt. Der folgende Abschnitt gibt Einblick in die Eigenschaften dieses Spektrums.

2.3.3 Planckstrahlung

Planckstrahlung, auch Hohlraumstrahlung genannt, ist die Bezeichnung für ein Strahlungsspektrum, das sich einstellt, wenn das Strahlungsfeld im thermischen Gleichgewicht ist. Die analytische Form zur Beschreibung dieses Spektrums wurde erstmals von Max Planck hergeleitet [Pla01].

Für einen idealisierten Schwarzkörperstrahler hängt dieses Spektrum nur von der Temperatur ab. Für die spektrale Strahldichte ergibt sich in Wellenlängendarstellung folgende Form:

$$L_{\Omega\lambda}(\lambda, T) \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right)} - 1} \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega \quad (2.52)$$

Die spektrale Strahldichte ist die Strahlleistung, die von der Fläche dA im Wellenlängenintervall λ bis $\lambda + d\lambda$ in das Raumwinkelement $d\Omega$ abgestrahlt wird. Der Winkel β bezeichnet den Winkel zur Flächennormalen und der Cosinus dieses Winkels berücksichtigt die perspektivische Verkleinerung der abstrahlenden Fläche unter diesem Winkel zur Flächennormalen.

Die spektrale Strahldichte ist für einen Temperaturbereich von 20 eV bis 120 eV in Abbildung 2.13 dargestellt. Zu sehen ist die Verschiebung des Maximums der Kurve zu kürzeren Wellenlängen mit Anstieg der Temperatur bei gleichzeitigem Anwachsen des Maximums.

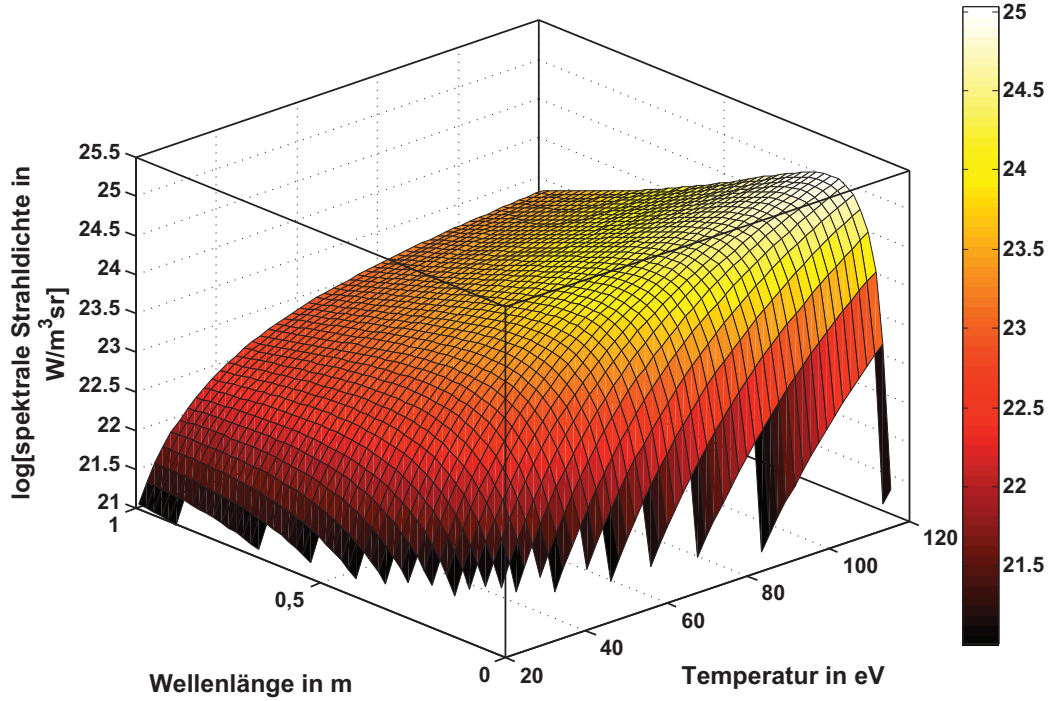


Abbildung 2.13: Plancksche Abstrahlung in Abhängigkeit von Wellenlänge und Temperatur

Durch Integration über den oberhalb der Fläche liegenden Halbraum wird aus der spektralen Strahlidichte die spektrale spezifische Ausstrahlung.

$$M_{\lambda}(\lambda, T)dAd\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right)} - 1} dAd\lambda \quad (2.53)$$

Eine weitere Integration über alle Wellenlängen führt zur spezifischen Ausstrahlung:

$$M(T)dA = \frac{2\pi^5 k_b^4}{15h^3 c^2} T^4 dA = \sigma T^4 dA \quad (2.54)$$

Dieser Zusammenhang zwischen Temperatur und der gesamten von einem Flächenelement eines Schwarzkörperstrahlers abgestrahlten Leistung wird Stefan-Boltzmann-Gesetz genannt. Entsprechend heißt die Konstante σ Stefan-Boltzmann Konstante. Sie beträgt: $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2\text{K}^4$.

Eine weitere wichtige Größe für die Hohlraumphysik ist die Energiedichte der Planckstrahlung pro Volumenelement in einem Hohlraum. Über sie lässt sich diejenige Energie berechnen, die sich im Strahlungsfeld des Hohlraums befindet. Die spektrale Energiedichte $U_{\lambda}(\lambda, T)$ ergibt sich aus der durch ein Flächenelement in der Mitte eines Hohlraums durchtretende spektrale Strahlungsleistung.

$$U_{\lambda}(\lambda, T)d\lambda dV = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right)} - 1} d\lambda dV \quad (2.55)$$

Durch Integration über alle Wellenlängen ergibt sich die Gesamtenergiedichte:

$$U(T)dV = \frac{8\pi^5 k_b^4}{15h^3 c^3} T^4 dV = \sigma^* T^4 dV \quad (2.56)$$

Analog zum Stefan-Boltzmann-Gesetz ist dies ebenfalls eine Größe, die sich mit T^4 verändert. Die Evaluation der Konstante ergibt $\sigma^* = 7,56 \times 10^{-16}$.

Eine weitere Funktion, die das planksche Strahlungsspektrum beschreibt, ist das Wiensche Verschiebungsgesetz. Es zeigt die Lage des Maximums der Hohlraumstrahlung in Abhängigkeit von der Temperatur. Es lautet:

$$\lambda_{max} = \frac{2,898 \times 10^6 \text{ nmK}}{T} \quad (2.57)$$

Die in diesem Kapitel hergeleiteten Formeln stellen die Grundlage für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente dar. Im nächsten Kapitel werden die für diese Arbeit verwendeten Geräte und Systeme vorgestellt.

3 Experimentaufbau

Die Experimente, die in dieser Dissertation aufgezeigt werden, wurden am Messplatz Z6 des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung gemacht. Nur dort ist es möglich, sowohl Hochenergiepuls laser als auch Schwerionenstrahlen auf ein Target zu fokussieren. Dafür steht eine Vakuumkammer zur Verfügung, in die zeitgleich drei verschiedene Laser und ein Ionenstrahl eingekoppelt werden können. Des weiteren sind Flansche an der Kammer angebracht, die das Anbringen von Diagnostiken und Manipulatoren ermöglichen. In den folgenden Abschnitten werden die Laser, der Ionenbeschleuniger sowie die verwendeten Diagnostiken im Einzelnen beschrieben. Doch zunächst wird der schematische Aufbau der Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, veranschaulicht und die Targetkammer im Detail dargestellt.

3.1 Aufbau des Messplatzes

Die Experimente, die der Arbeit zu Grunde liegen, wurden in ihrer Gesamtheit in der Targetkammer des Messplatzes Z6 durchgeführt. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, ist die Kammer in der Aufsicht rund mit einem Durchmesser von 1,08 m. Auf der Äquatorebene sind acht ISO 320-Flansche angebracht, mittels derer die Versuchsanordnungen in der Kammer aufgebaut werden können. Der westliche Flansch ist dauerhaft durch die Verbindung mit dem Ionenbeschleuniger belegt. Gegenüber befindet sich die Weiterführung des Ionenstrahlrohres und das Strahlrohr des Petawatt HochEnergie Lasers für SchwerIonenXperimente (Phelix).

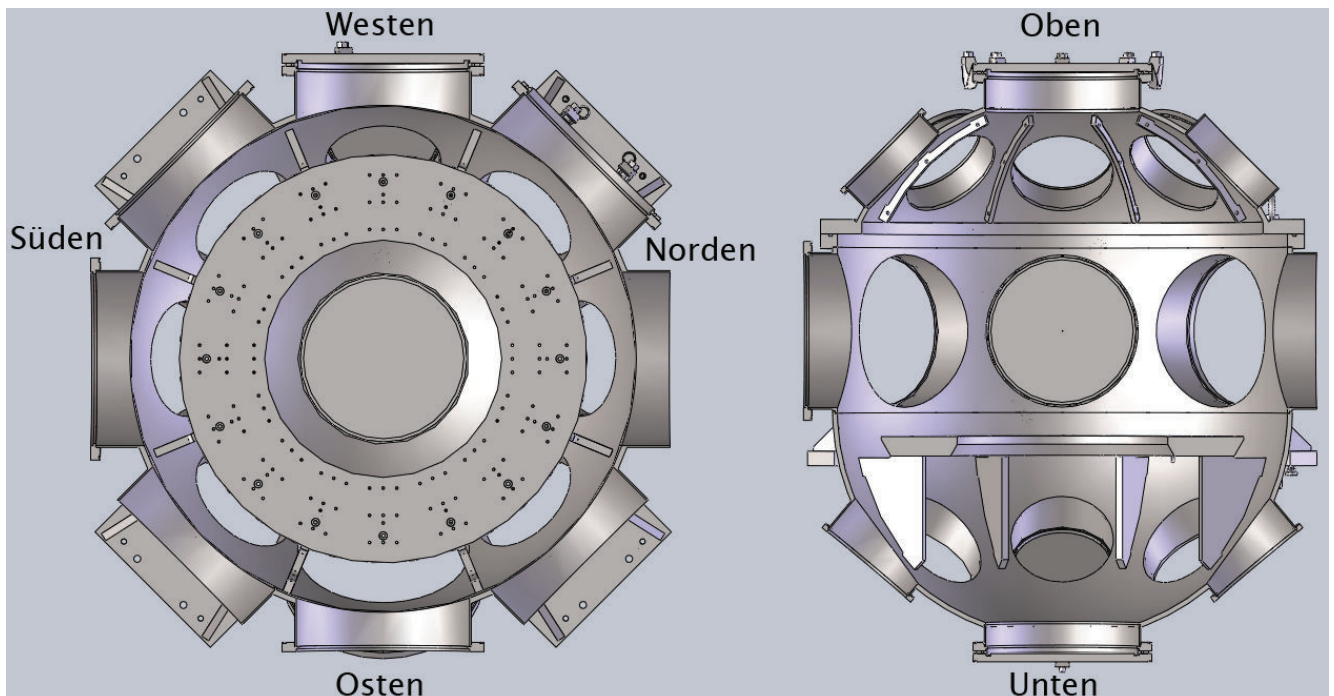


Abbildung 3.1: Schnittzeichnung der Z6 Targetkammer. Links ist die Aufsicht mit Schnitt durch die Äquatorebene zu sehen, rechts die Schnittzeichnung von Osten durch die Mitte der Kammer.

An diesen Flansch schließt sich eine zwölf Meter lange Flugstrecke für den Ionenstrahl an. In dieser Strecke sind ein Quadrupolmagnetenpaar und ein Dipolmagnet angebracht. Letzterer führt zur Ablenkung

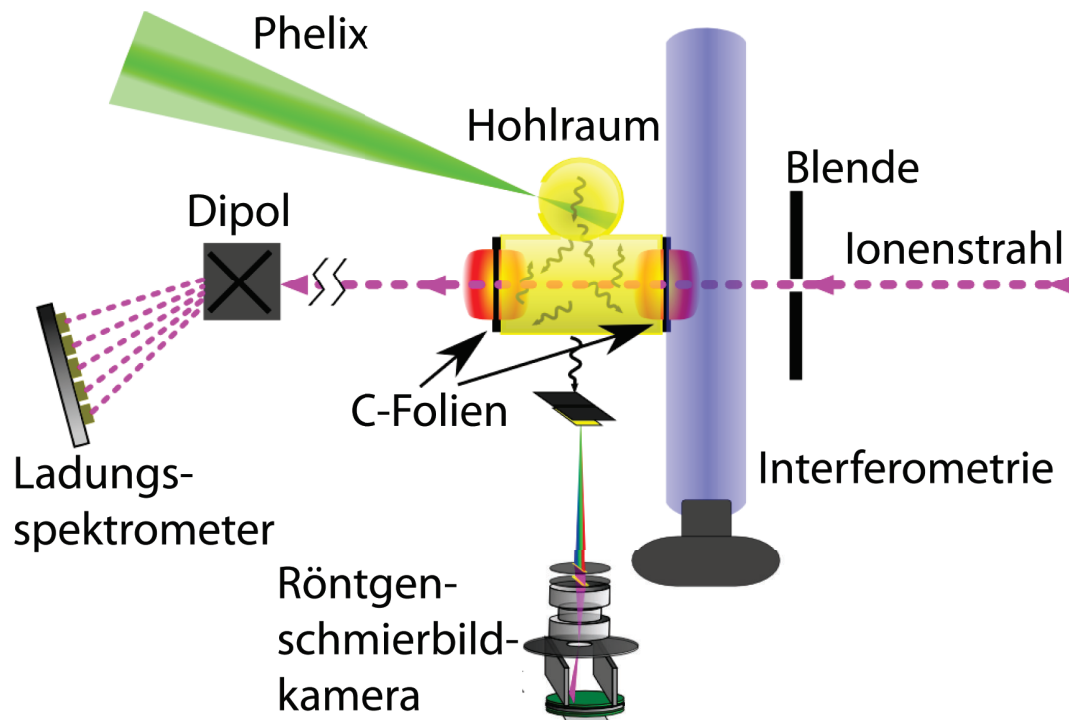


Abbildung 3.2: Schematischer Experimentaufbau. Zu sehen sind sowohl Heizlaser als auch Ionenstrahl sowie sämtliche eingesetzten Diagnostiken.

und Aufspaltung des Ladungsspektrums auf den Ladungsdetektor. Der Quadropolmagnet fokussiert den divergent aus der Targetkammer kommenden Strahl auf das Spektrometer.

Die in Abschnitt 3.3 beschriebene Interferometrie tritt durch ein Fenster im oberen Flanschring in die Kammer ein, durchläuft diese in einem 45° Winkel zur Horizontalen und verlässt sie durch ein Fenster im unteren Flanschring der Kammer.

Die Röntgenschießbildkamera ist derart gebaut, dass sie an einem der Flansche am Äquator montiert werden kann und so die Beobachtung des Targetkammerzentrums ermöglicht.

In der Kammer ist ein Targetmanipulator untergebracht. Mittels des Manipulators kann ein Target mikrometergenau in der Targetkammer in drei Achsen bewegt und um eine Achse gedreht werden. Um den Hohlraum zu justieren wurde zusätzlich ein Gonjometer auf dem Manipulator angebracht. Dadurch ist es möglich das Target um die beiden verbliebenen Achsen zu drehen. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, ist um die Mitte der Kammer ein Ring angebracht, auf dem Komponenten für das Experiment befestigt werden können.

Zur Justage des Hohlraums wurden drei hochauflösende Kameras aufgebaut: Eine, um den Laser grob auf die Hohlraumposition zu legen, die anderen beiden, um den Hohlraum 3-Dimensional im Raum zu positionieren. Des weiteren wurde ein Umlenkungs- und Abbildungssystem aufgebaut, mit dem der Fokuspunkt des Phelix Systems auf eine Kamera außerhalb der Targetkammer abgebildet werden kann. Der erste Umlenkspiegel nach dem Target konnte ferngesteuert, auch unter Vakuum, mit einer Abdeckung versehen werden, um ihn vor ablatierendem Plasma während des Schusses zu schützen. Dieser Aufbau wurde zur Feinjustage des Hohlraums auf den Laserfokus verwendet.

Die Kammer ist an ein Vakuumpumpensystem angeschlossen, bestehend aus einer Scrollpumpe und einer Turbomolekularpumpe. So ist es möglich die Kammer auf einen Druck von 10^{-6} mbar abzupumpen. Dieser Druck ist einerseits notwendig, damit kein Plasma durch den fokussierten Laserstrahl in der Luft gezündet wird und andererseits, um eine Belüftung des Ionenbeschleunigers zu verhindern.

Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des Energieverlustexperiments. Zu sehen ist der in den Konverterhohlraum fokussierten Phelix-Laserpuls. Der Ionenstrahl durchläuft die geheizten Kohlenstoffo-

lien und wird vom Ladungsspektrometer diagnostiziert. Zur Bestimmung der Plasmaparameter wurden einerseits die Hohlraumtemperaturen mittels einer für diese Arbeit entwickelten Röntgenschnierbildkamera gemessen, andererseits Elektronendichten mit Hilfe eines Mehrfachbild Normmaskiinterferometers bestimmt.

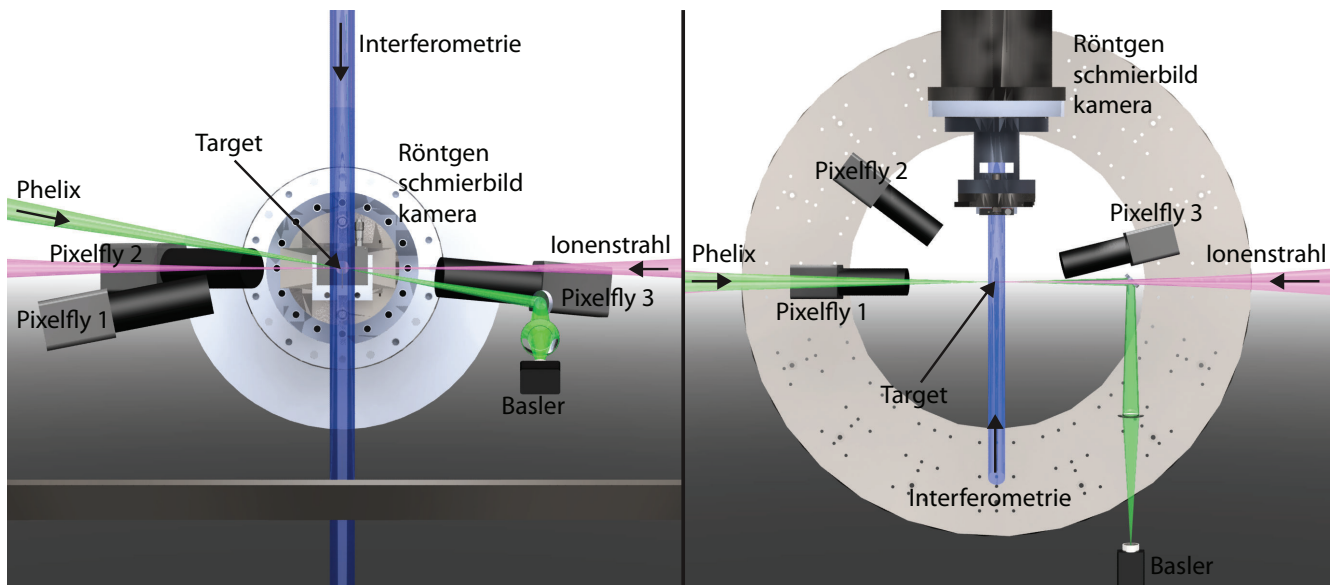


Abbildung 3.3: Aufbau im Inneren der Targetkammer. Dargestellt sind der Ionenstrahl (rot), der Phelixlaser (grün) sowie der Interferometrielaser (blau). Außerdem ist die Position der Röntgenschnierbildkamera eingezeichnet. Die vier Kameras zur Target- und Laserjustage sind ebenfalls schematisch dargestellt. Das linke Bild ist von Nord nach Süd aufgenommen, das rechte von oben mit dem Norden der Targetkammer im unteren Teil des Bildes.

In Abbildung 3.3 ist der Aufbau in der Targetkammer sowohl von Norden als auch von oben gezeigt. Zu sehen sind alle drei Strahlen: Phelix, Interferometrie und Ionenstrahl. Auch sind alle verwendeten Kameras abgebildet. Die drei hochauflösenden CCD-Kameras, die im Bild mit *Pixelfly* benannt sind, sind auf Magnetfüßen montiert, da sie vor dem Abpumpen der Kammer entfernt werden mussten. Nur die *Basler* benannte Kamera, mit der der Hohlraum auf den Laser feinjustiert wurde, war fest montiert. Des weiteren ist die Röntgenschnierbildkamera eingezeichnet, die von Süden auf das Target ausgerichtet ist. Der nächste Abschnitt beschreibt die für diese Arbeit verwendeten Laser.

3.2 Aufbau der verwendeten Laser

Für diese Arbeit wurden zwei Lasersysteme verwendet. Neben dem Heizlaser, für den das Phelixsystem verwendet wurde, wurde auch ein Teil des Nanosekunden *HochEnergieLaser* für schwer/IoneneXperimente (nhelix)-Systems für die Interferometrie genutzt. Zuerst wird das Phelixsystem beschrieben, anschließend das nhelix-System.

3.2.1 Phelixsystem

Der Phelixlaser ist ein Hochenergie Nd:Glas Lasersystem mit zwei verschiedenen Frontendoptionen und in [BAB⁺10] beschrieben. Eine schematische Zeichnung des Lasers wird in Abbildung 3.4 gezeigt.

Das Langpulsfrontend des Lasers ist auf Laserpulse im Nanosekundenbereich ausgelegt und basiert auf einem Faserdauerstrichlaser, der mittels eines akkustooptischen Modulators auf Pulse mit einer Länge von 100 ns Länge beschnitten wird. Die Pulse werden anschließend in einem Zweifachpass-

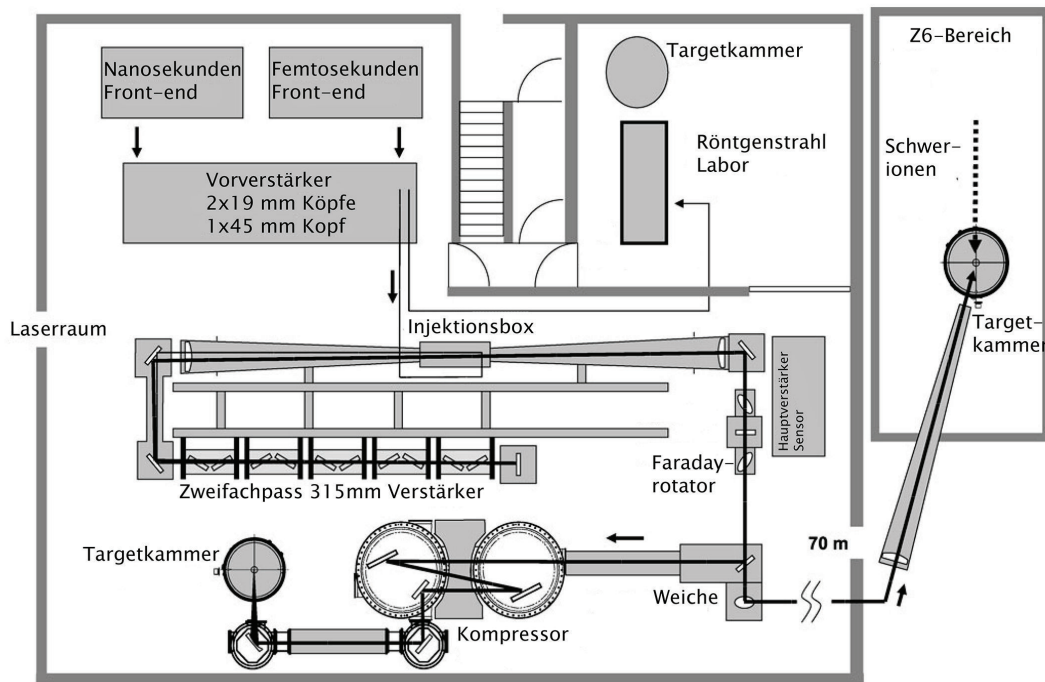


Abbildung 3.4: Laserraum des Phelix Systems. Schematisch dargestellt sind die wichtigen Komponenten des Systems. Beginnend mit den beiden Frontends, über den Vorverstärker und den Hauptverstärker bis hin zur Z6-Targetkammer. Zusätzlich sind die Targetkammern im Laserraum des Phelixsystems gezeigt.

Faserverstärker verstärkt und von einem Intensitätsmodulator geformt. Diese Pulse werden daraufhin von einem regenerativen Verstärker auf eine Energie von 20 mJ pro Puls verstärkt.

Das zweite Frontend ist ein Femtosekundenoszillator und liefert den Ausgangspuls für die Kurzpuls-laseroption des Systems. Diese Option wurde für diese Arbeit nicht verwendet, da kurze Pulse und entsprechend hohe Intensitäten, wie im Theoriekapitel erörtert, für die Hohlraumheizung ungeeignet sind.

Der Puls wird von beiden Frontends zum Vorverstärker geleitet, wo er von zwei 19 mm durchmessenden und einem 45 mm durchmessenden blitzlampengepumpten Stabverstärkern auf 10 J verstärkt wird. Die Pulse können anschließend entweder in das Röntgenlabor oder zum Hauptverstärker geleitet werden.

Der Hauptverstärker besteht aus fünf Nd:Glas Scheibenverstärker, die blitzlampengepumpt sind und in einer Doppelpassanordnung durchlaufen werden. Die freie Apertur der Verstärker beträgt 315 mm und ermöglicht es in der Praxis, Strahlen mit einem Durchmesser von 280 mm zu verstärken. Zur Trennung des einlaufenden vom auslaufenden Puls wird die geometrische Aufspaltung in einem Raumfrequenzfilter genutzt. Der einlaufende Strahl wird im Fernfeld mit einer anderen Position eingekoppelt, als die, die der auslaufende Strahl einnimmt.

Die Energie nach dem Hauptverstärker beträgt für einen 10 ns Puls maximal 1 kJ und wird von der Zerstörschwelle des auf den Hauptverstärker folgenden Faradayrotators bestimmt. Der Laserpuls kann anschließend entweder zu einer sich im Laserraum befindlichen Targetkammer mit vorangestellten Pulskompressor geleitet werden, oder über ein Teleskop zum Z6 Experimentierbereich.

Die Laserparameter am Ausgang des Faradayrotators sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Im Strahlweg zu Z6 ist ein Kaliumdihydrogenphosphat (KDP) Kristall eingebaut, durch den der Laser frequenzverdoppelt wird. Der letzte Umlenkspiegel direkt vor der Fokussierlinse ist ein Trennspiegel, der hochreflektierend für Licht mit der Wellenlänge 527 nm und hochtransmittierend für Licht mit der Wellenlänge 1.053 nm ist. So werden die beiden Wellenlängen, die im Rahmen der in dieser Arbeit dargestellten Experimente nach dem KDP-Kristall etwa zu gleichen Teilen vorhanden waren, getrennt.

	Langpuls Option	Kurzpuls Option
Pulsdauer	0,7-20 ns	0,4-20 ps
Energie	0,3-1 kJ	120 J
Max. Intensität	10^{16} W/cm^2	10^{20} W/cm^2
Repetitionsrate	90 min	90 min
Kontrast	50 dB	60 dB

Tabelle 3.1: Phelix Laserparamter

Die Frequenzverdopplung ist aus zwei Gründen von Vorteil. Zum einen wird die Laserabsorption, wie im Theoriekapitel beschrieben, bei kürzeren Wellenlängen zunehmend effektiv, zum anderen haben Vorexperimente gezeigt, dass sich in dem beim Schuss im Hohlraum entwickelnden dünnen Plasma stimulierte Brillouin Streuung (SBS) auftreten kann. Dadurch wird ein Teil des Laserlichtes wieder zurück in die Verstärkerkette des Lasers gespiegelt. Dies reduziert einerseits die in den Hohlraum eingekoppelte Laserenergie, andererseits ist eine Schädigung des Lasersystems durch den rücklaufenden Strahl möglich. Eine Frequenzverdopplung reduziert die Ausbildung von SBS. Zudem kann die Energie des reflektierten Lichts in den Verstärkern des Lasers nicht mehr erhöht und der Laser so nicht beschädigt werden.

Auf den letzten Umlenkspiegel folgt eine für 527 nm antireflexbeschichtete Linse mit einer Brennweite von 4 m. Bei einem Strahldurchmesser vor der Fokussierung von 250 mm entspricht dies einer f-Zahl von 16. Für einen beugungsbegrenzten Strahl mit einem M^2 von 1 ergibt sich ein Fokusbereich von:

$$\omega_0 = \frac{M^2 \lambda 2f}{\pi} \quad (3.1)$$

von $10,8 \mu\text{m}$. ω_0 ist hierbei der Strahlradius an dessen Taille. Die Reyleighlänge b , also der Abstand von der Strahltaile, nach dem die Strahlfläche sich verdoppelt hat, ergibt sich nach folgender Gleichung:

$$b = \frac{2\pi\omega_0^2}{\lambda} = \frac{8M^4\lambda f^2}{\pi} \quad (3.2)$$

Damit ergibt sich für die Reyleighlänge $b = 344 \mu\text{m}$. Diese Größe gibt an, mit welcher Genauigkeit der Abstand zwischen Linse und Target einjustiert werden muss. Da die Hohlraumposition durch die Diagnostiken festgelegt ist, muss die Linse entsprechend exakt verstellt werden.

Für die Experimente wurde das Phelixstrahlprofil im Fokus der Linse, wie in Abbildung 3.5 gezeigt, vermessen. Dabei wurde im rechten Bild über alle Pixel gleichen Abstandes zur Mitte des Strahles gemittelt, woraus sich das in blau eingezeichnete Intensitätsprofil ergibt. Die grüne Kurve ist ein an das Intensitätsprofil angepasster Gauss. Das σ des Gauss' beträgt $50,2 \pm 4,1 \mu\text{m}$. Der Durchmesser des Fokus' beträgt damit $100,4 \mu\text{m}$. Mit diesem Durchmesser und einer Laserenergie von 150 J in 1,5 ns ergibt sich eine Intensität von $1,2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

Neben der Fokusgröße ist die Schuss-zu-Schuss Bewegung des Lasers für die Abschätzung der Größe des Lasereintrittsloches wichtig. Dabei zeigt sich, dass der Laserfokus sich im Fokus von Schuss-zu-Schuss $100 \mu\text{m}$ stochastisch bewegt. Dies entspricht bei einer Linse mit 4 m Brennweite einer Pointingschwankung von $25 \mu\text{rad}$.

Aufgrund der Fokusgröße und den Pointingschwankungen wurde das Lasereintrittsloch mit $300 \mu\text{m}$ bemast. Mit einem kleineren Loch kann nicht sichergestellt werden, dass der Laser in jeden Hohlraum trifft. Ein größeres Loch führt aufgrund des geringeren Anteils der geschlossenen Fläche zu einer geringeren Hohlraumtemperatur. Die Experimente haben gezeigt, dass bei jedem Hohlraumschuss der Laser das Lasereintrittsloch getroffen hat.

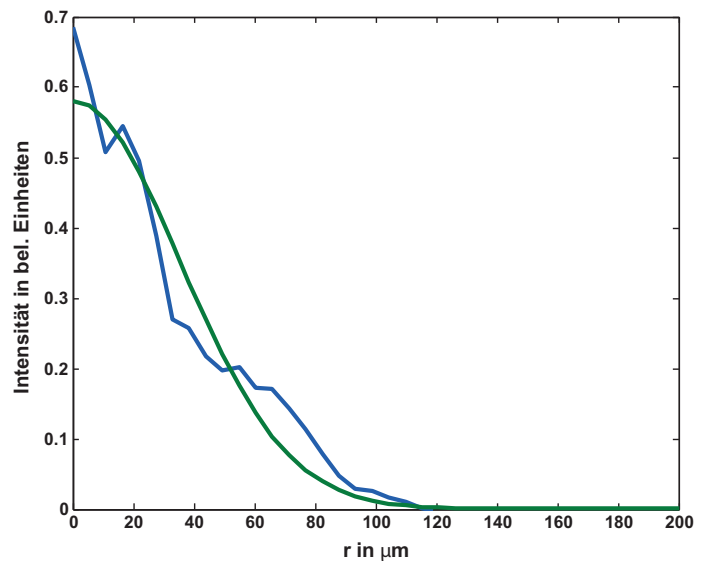
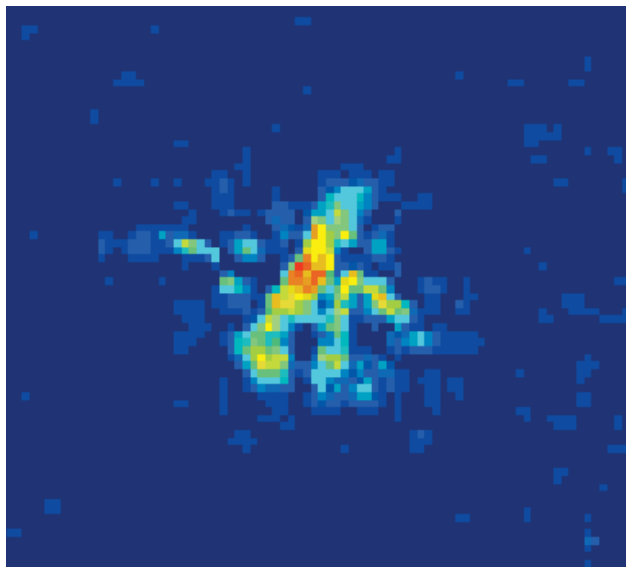


Abbildung 3.5: Fokus des Phelixlasers. Links ist das Bild des Fokus' zu sehen. Rechts ist in blau die über alle Pixel mit gleichem Abstand von der Strahlmitte gemittelte Intensität aufgetragen sowie eine daran angepasste Gaußkurve. Sowohl von dem Kamerabild als auch von der Auftragung wurde der Untergrund abgezogen.

3.2.2 nhelixsystem

Das nhelix System ist ebenfalls ein Hochenergie Nd:Glas-Lasersystem. Eine schematische Übersicht ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Der für diese Arbeit relevante Teil des Lasersystems ist der Geola-Oszillator, in der Abbildung 3.6 mit OS2 bezeichnet. Er wird als Laserpulsgenerator für die Interferometrie verwendet.

Das Frontend besteht aus einem durch eine Pockelszelle gütegesteuerten Oszillator mit einem blitzlampengepumpten Nd:YAG Stab als Lasermedium. Der Puls durchläuft einen im Doppelpass geschalteten, ebenfalls blitzlampengepumpten Verstärkerstab. Als Rückspiegel dient eine SBS-Zelle, die den Laserpuls auf eine Länge von 500 ps verkürzt. Für die Interferometrie werden nur 5 % der Laserenergie genutzt. Die restlichen 95 % werden durch einen Strahlteiler abgetrennt und stehen zum Beispiel für Thomsonstreuung zur Verfügung.

Der Interferometriepuls wird nicht weiter verstärkt, sondern direkt aus dem Laserraum in die Targetkabine geleitet. Dort kann durch eine $\lambda/2$ -Platte und einen Polarisator die angestrebte Intensität eingestellt werden. Anschließend wird der Laser durch zwei Beta-Bariumborat-Kristalle (BBO) geleitet. Im ersten wird der Laser frequenzverdoppelt, im zweiten wird die Grundwellenlänge mit dem frequenzverdoppelten Anteil gemischt, so dass die dritte Harmonische mit einer Wellenlänge von 355 nm entsteht.

Der Strahl wird abschließend aufgeweitet und steht für die im folgenden Abschnitt beschriebene Interferometrie zur Verfügung.

3.3 Interferometer

Zur Bestimmung der Elektronendichte ist ein Mehrfachbild Normaskiinterferometer an Z6 aufgebaut. Der prinzipielle Aufbau eines solchen Interferometers ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

Der Interferometriestrahle durchläuft zur Hälfte das Plasma. Die andere Hälfte des Strahles bleibt ungestört. Der Wollastonkristall trennt den Strahl in zwei verschiedene, senkrecht zueinander polarisierte Strahlen auf, die unter einem Winkel zueinander vom Kristall weglafen. Wenn sich die beiden Strahlen noch zur Hälfte überlagern, werden sie durch einen Polarisator, der unter 45° zu den beiden Polarisationsrichtungen der Laserstrahlen steht, zur Interferenz gebracht. Dabei überlagert sich der ungestörte

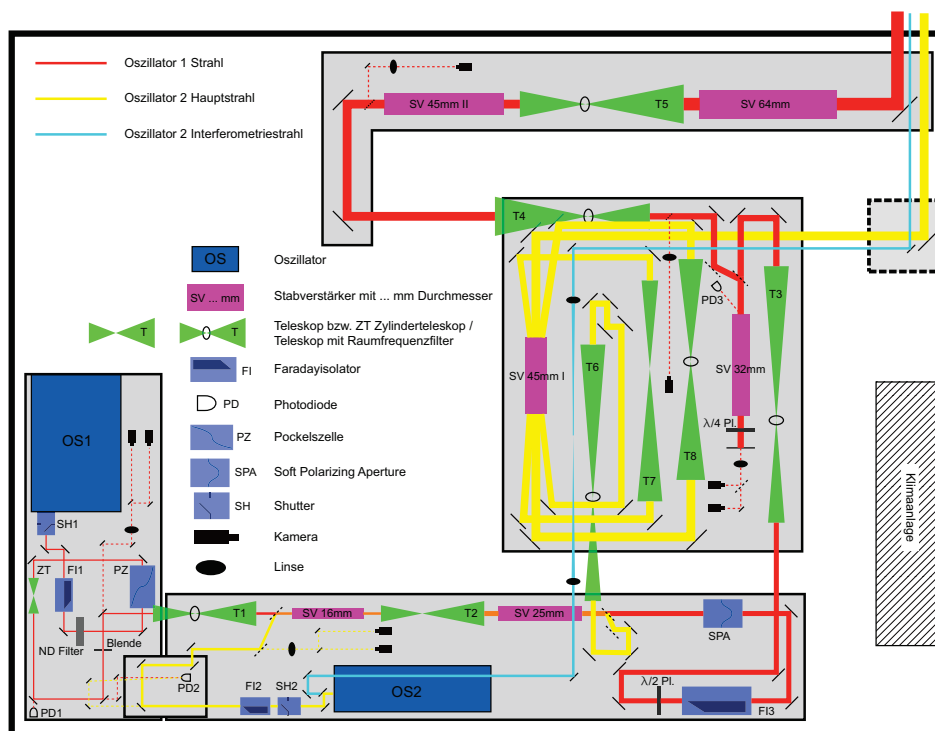


Abbildung 3.6: nhelix Laserraum. Beide Oszillatoren und die drei Strahlgänge sind eingezeichnet. Die Verstärker und Teleskope für die beiden Hochenergiestrahlen des Systems sind ebenfalls aufgeführt. Der für diese Arbeit relevante Strahl ist der in türkis eingezeichnete Interferometriestrahlgang.

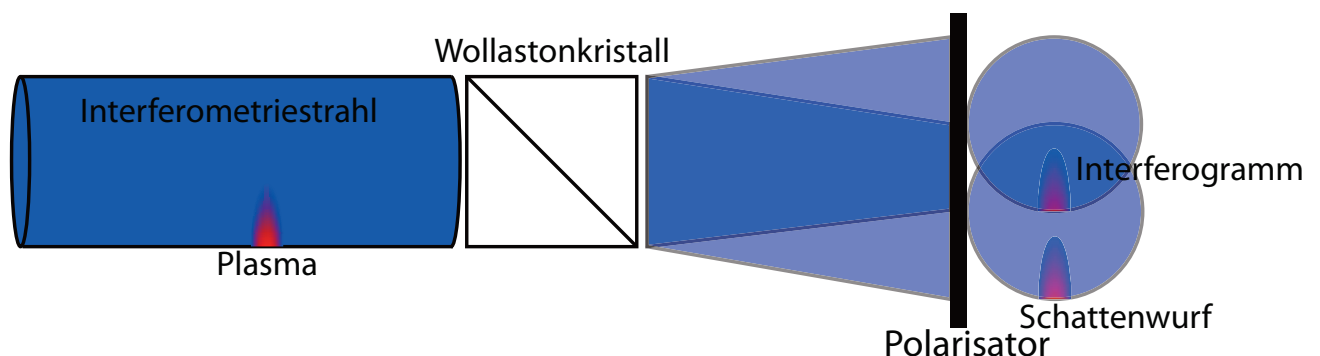


Abbildung 3.7: Schema des Normaskiinterferometers. Der Interferometriestrahlgang durchläuft die Kammer, wobei er zum Teil durch das dort gezündete Plasma gestört wird. Der Wollastonkristall trennt den Strahl daraufhin auf und der ungestörte Teil wird mit dem gestörten zur Interferenz gebracht.

Strahl mit dem durch das Plasma gestörten Strahl. Der Brechungsindex, der abhängig von der freien Elektronendichte ist, führt dabei zu einer Verzerrung der Wellenfront und dadurch zu einer Verschiebung der Interferenzlinien im Interferogramm. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

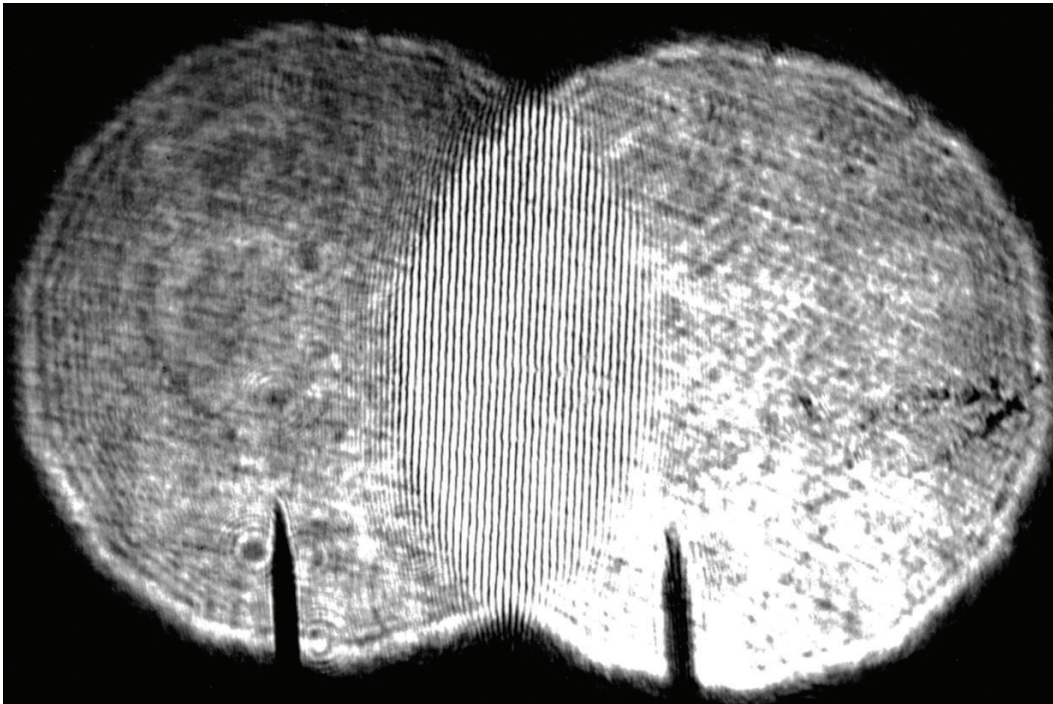


Abbildung 3.8: Interferogramm um das Funktionsprinzip zu demonstrieren. Links und rechts sind die beiden getrennten Polarisationen unabhängig voneinander mit einer am Ort des Targets befindlichen Nadel zu sehen. Im Schnittbereich sind die aus der Interferenz resultierenden Streifen zu sehen. Das Bild stammt aus [Bör10].

Die Zeitspanne, über die hierbei integriert wird, ist die Laserpulslänge, die in diesem Fall 500 ps beträgt. Die maximale Elektronendichte, bis zu der das Plasma untersucht werden kann, ist abhängig von der kritischen Dichte und damit von der Wellenlänge des eingesetzten Lasers. Dies ist der Grund, aus dem der Laser frequenzverdreifacht wurde. Die maximale Elektronendichte beträgt dann $8,8 \times 10^{21} \text{ 1/cm}^2$. Allerdings konnte durch ein Raytracing Programm in [Bör10] gezeigt werden, dass die kritische Elektronendichte nicht die begrenzende Schicht für die Interferometrie ist. Vielmehr werden Strahlen durch steile Elektronendichtegradienten so weit aus der ungestörten Strahlrichtung herausgebrochen, dass sie außerhalb der Apertur der nachfolgenden Optiken liegen.

Mit einem solchen System kann pro Laserexperiment ein Bild mit der Interferometrie gemacht werden. Um mehrere Bilder pro Experiment machen zu können, wurde ein optischer Ring verwendet wie er in Abbildung 3.9 aus [Bör10] gezeigt ist.

Der Ring besteht aus vier Spiegeln, zwei Linsen, einer $\lambda/2$ -Platte sowie einem Polarisator. Die $\lambda/2$ ist so eingestellt, dass bei jedem Durchlauf ein Teil des Lasers durch den Polarisator ausgekoppelt wird. Die Linsen verbessern das Strahlprofil, da sie bei jedem Umlauf den Strahl wieder in sich selbst abbilden. Die Umlaufzeit im Ring beträgt 2 ns und entspricht der Zeit zwischen zwei Aufnahmen der Elektronendichte. Um die Laserpulse aus dem Ring nach dem Durchgang durch das Plasma wieder trennen zu können, wird der Polarisator um den Winkel α gedreht. Dadurch wird dieser Winkel bei jedem Durchgang auf den Weg des Laserpulses im Ring hinzuaddiert und jeder Puls verlässt den Ring unter diesem Winkel zum vorherigen Puls.

Der Winkel muss so klein sein, dass der Strahl an keinem Ort durch die Apertur des optischen Systems beschnitten wird. Andererseits muss er groß genug sein um die Pulse nach dem Target trennen zu können.

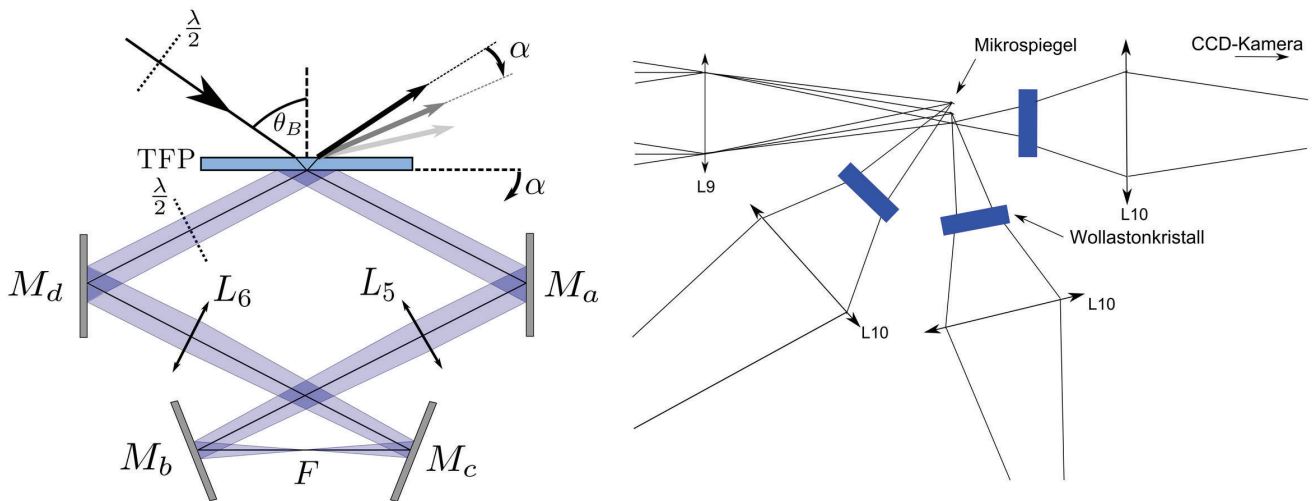


Abbildung 3.9: Optischer Ring der Interferometrie und Mikrospiegel. Links ist der Ring mit den Spiegeln M , den Linsen L , dem Polarisator TFP und den $\lambda/2$ Platten zu sehen. Rechts ist die Anordnung nach Durchgang durch die Targetkammer mit den Mikrosiegeln in der Mitte dargestellt. Die Linse L_9 ist die Sammellinse, die die Pulse auf die Mikrospiegel fokussiert. Die Bilder stammen aus [Bör10].

Zur Trennung der Pulse wird der Strahl nach dem Target fokussiert. Im Fokus werden Mikrospiegel in den Strahl geschoben, die jeden Puls unter einem anderen Winkel ablenken und so einen kleinen Versatz im Fernfeld in einen großen Winkel transformieren.

Nach dem Mikrospiegel sind je Puls eine Linse in den Strahlgang eingebracht, die zusammen mit der Linse, die den Strahl auf die Mikrospiegel fokussiert, das Target auf die Kameras abbildet. Diese erzeugt wiederum das Bild des Interferogramms. Durch Verschieben dieser Linsen und der Kameras kann die Vergrößerung des Targets für jeden Strahlweg einzeln eingestellt werden.

In diesen Teil der Strahlführung befinden sich ebenfalls die Wollastonkristalle und die Polarisatoren, die das Interferenzbild erzeugen. Da die Pulse unterschiedlich intensiv sind, befindet sich vor jeder Kamera ein Filter, der mögliche Unterschiede ausgleicht.

Mit dieser Anordnung ist es möglich vier Pulse aus dem Ring zur Plasmadiagnose zu nutzen. Somit wird ein Zeitraum von 6 ns durch die Interferometrie abgedeckt.

3.4 Beschleunigeraufbau

Der Schwerionenbeschleuniger ist in Abbildung 3.10 gezeigt und kann in drei Teilbereiche aufgeteilt werden: Der *UNI*versal *LI*near *AC*celerator, kurz UNILAC, kann die Ionen bis zu einer Energie von 11,4 MeV/u beschleunigen. Daran schließen sich das *Schwer*Ionensynchrotron SIS 18 und der *Ex*perimentier*Speicher*Ring ESR an. In letzterem können die beschleunigten Schwerionen gespeichert werden.

Der Experimentierplatz Z6 befindet sich am Ende des UNILACs. Dieser Teil des Beschleunigers ist detailliert in Abbildung 3.11 gezeigt. Der Beschleuniger besitzt zwei verschiedene Injektionsmöglichkeiten. Einerseits den mit 36 MHz arbeitenden Hochstrominjektor, andererseits den mit 108 MHz arbeitenden *Hoch*Ladungs*In*jektor (HLI). Bei Einschuss in die Alvarezbeschleuniger haben die Schwerionen eine Energie von 1,4 MeV/u. In diesem können die Ionen auf bis zu 11,4 MeV/u beschleunigt werden. Auf die Alvarezbeschleuniger folgen 15 Einzelresonatoren, die zusätzlich jeweils mit einer Spannung von maximal 1,2 MV nachbeschleunigen. Nach den Einzelresonatoren kann der Strahl auf vier Strahlzweige aufgeteilt werden: Den X-, Y- und Z-Zweig, die direkt zu Experimentierplätzen führen, sowie den Transferkanal, der zu SIS 18 führt. Der Messplatz Z6 befindet sich am Ende des Z-Strahlzweiges.

Beschleunigeranlage

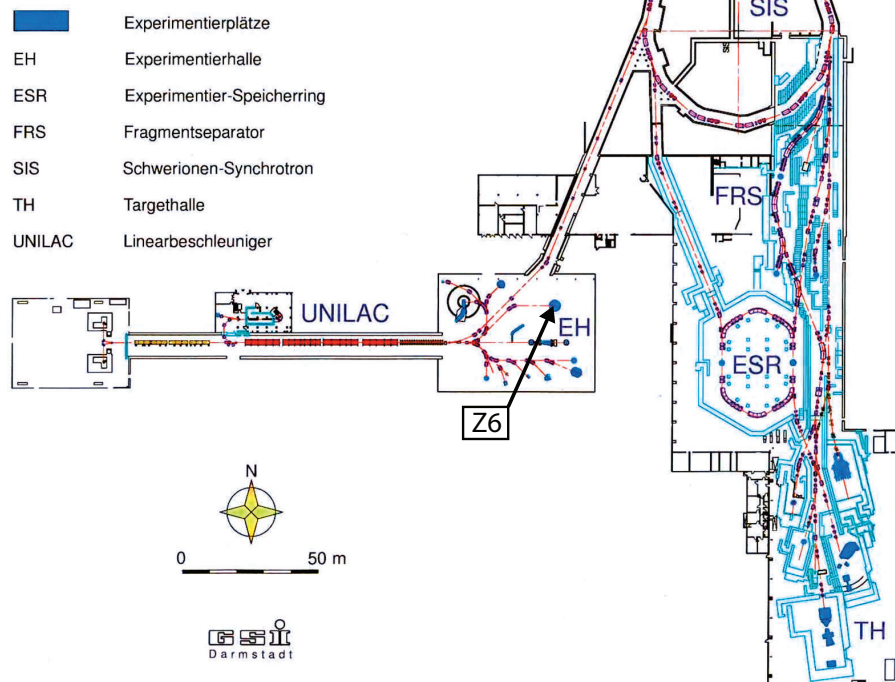


Abbildung 3.10: Überblick über die Schwerionenbeschleunigungsanlage. Zu sehen ist der UNILAC mit anschließender Experimentierhalle, das SIS 18 Synchrotron, die ESR-Halle und die Targethalle. Der Experimentierplatz Z6 ist markiert.

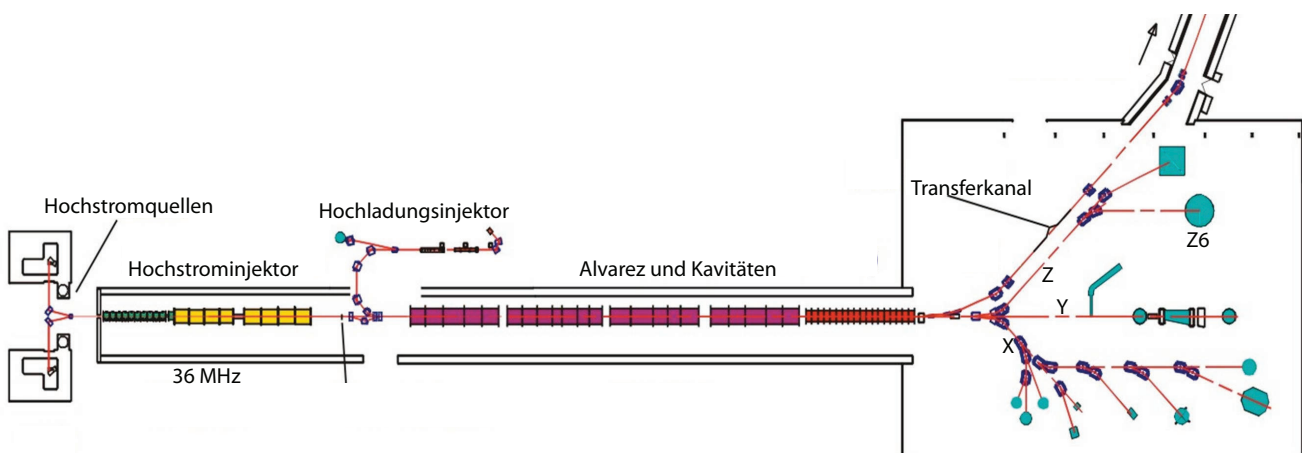


Abbildung 3.11: Schema des UNILAC. Zu sehen sind die zwei möglichen Injektoren, namentlich der Hochstrominjektor und der Hochladungsinjektor, der Alvarezbeschleuniger mit den anschließenden Einzelresonatoren sowie die Strahlführung zu den Experimenten in der Experimentierhalle und dem Transferkanal zum SIS 18.

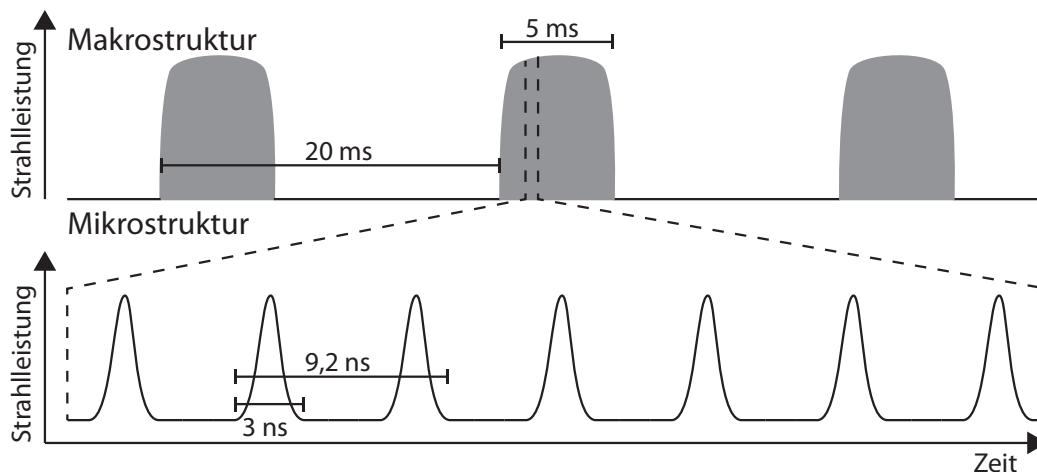


Abbildung 3.12: Ionenstrahlstruktur. Dargestellt sind die temporale Makrostruktur und die Mikrostruktur des Ionenstrahls.

Im Z-Strahlzweig befinden sich vor der Targetkammer ein Steuermagnet für jede transversale Richtung und ein Quadrupolpaar, durch das der Ionenstrahl auf das Target fokussiert werden kann. Auch ist in diesem Zweig eine Umladungsfolie eingebaut, um die Schwerionen zu höheren Ladungszuständen umzuladen. Das entstandene Ladungsspektrum wird anschließend durch zwei Dipolmagnete getrennt und die unerwünschten Ladungszustände in der Strahlrohrwand gestoppt.

Nach der Targetkammer folgt ein Quadrupolpaar, das den divergenten Strahl fokussiert. Der Dipolmagnet, der direkt vor dem Ladungsspektrometer sitzt, sorgt für die Aufspaltung des Ladungsspektrums. Der Dipolmagnet lässt sich direkt von den Experimentatoren vor Ort steuern, während die restlichen Beschleunigerkomponenten aus dem Hauptkontrollraum des Beschleunigers von den Beschleunigerverantwortlichen gesteuert werden.

Zur Strahldiagnose stehen im Z6-Experimentierbereich eine Phasensonde sowie drei Faradaycups zur Strahlstrombestimmung vor und nach dem Target zur Verfügung.

Der aus dem UNILAC stammende Strahl weist neben der Makrostruktur, die, wie in Abbildung 3.12 aus einem bis zu 5 ms langen Makropuls alle 20 ms besteht, eine Feinstruktur auf. Diese resultiert aus den mit 108 MHz arbeitenden Alvarezbeschleunigern. Die Beschleunigung darin führt alle 9,2 ns zu 3 ns langen Mikropulsen. Diese Mikrostruktur kann zur Bestimmung des Energieverlustes genutzt werden, da eine Änderung des Energieverlustes zu einer Verschiebung der Mikropulse relativ zueinander führt.

Für die in dieser Arbeit gezeigten Experimente wurde ein Calcium-Ionenstrahl mit einer Masse von 48 u, einer Ladung von 17+ und einer Energie von 3,565 MeV/u verwendet.

3.5 Ladungsspektrometer

Um den Energieverlust des Ionenstrahls zu bestimmen, muss dieser detektiert werden. Dazu wird ein Ladungsspektrometer verwendet, das mit Diamantdetektoren bestückt ist. Der Detektor ist in Abbildung 3.13 aus [Cay09] dargestellt.

Der Ionenstrahl wird mittels eines Dipolmagneten vor dem Spektrometer nach Ladungszuständen aufgespalten und anschließend von den polykristallinen Diamanten detektiert. Die Detektoren sind im Dreieck auf ein Schienensystem montiert. Dadurch ist es möglich die Diamanten am Ionenstrahl auszurichten. Der Dreiecksaufbau ist notwendig um die einzelnen Diamanten trotz der Größe der Halteplatine ausreichend nahe aneinanderschieben zu können.

Jeder Diamant für einen Ladungszustand ist in drei Einzeldetektoren aufgeteilt. Dadurch sinkt die Kapazität des Sensors. Dies reduziert wiederum die Abfallzeit der Antwortfunktion des Diamanten und erhöht somit die Zeitauflösung.

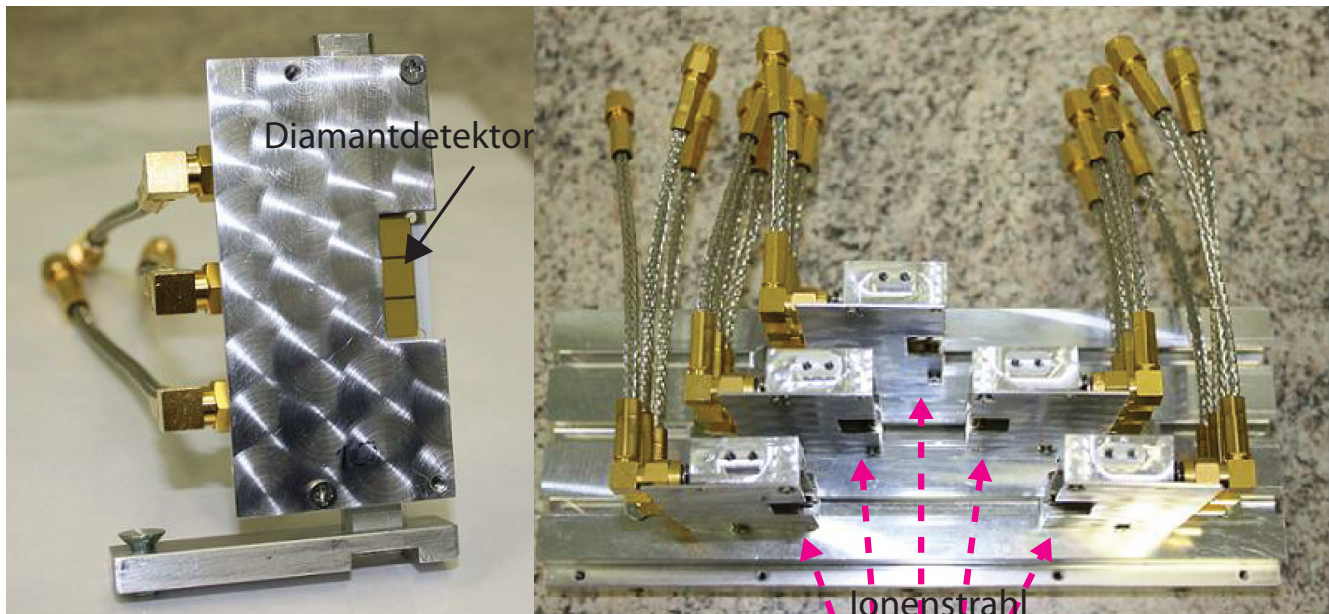


Abbildung 3.13: Diamantdetektor und Anordnung der Detektoren. Links ist ein einzelner Detektor abgebildet, auf dem auch die drei Pixel des Diamanten zu erkennen sind. Rechts ist das Schienensystem mit den fünf Diamantdetektoren zu erkennen. Die Bilder stammen aus [Cay09]

Die Funktionsweise des Diamanten ist ähnlich der einer Siliziumdiode. Abbildung 3.14 zeigt das Funktionsprinzip des Sensors.

Das in den Diamanten eindringende Ion ionisiert die Kohlenstoffatome in einem Kanal um den Ionenpfad herum. An die Elektroden auf der Oberfläche des Detektors wird eine Spannung angelegt, wodurch die Elektronen zur Anode und die im Kristallgitter hinterlassenen Elektronenlöcher zur Kathode wandern. Dadurch erzeugt jedes Ion einen Stromfluss zwischen den Elektroden. Dieser Fluss wird von einem Verstärker in einen Spannungspuls gewandelt. Anschließend werden die Signale der drei Pixel eines Detektors durch einen Spannungsaddierer kumuliert.

Diamantdetektoren werden den sonst üblichen Siliziumdetektoren vorgezogen, da die Strahlströme zu hoch für Siliziumdetektoren sind und diese zu schnell zerstört werden können. Außerdem können ausreichend schnelle Detektoren einfacher aus tetraedisch angeordnetem Kohlenstoff als aus Silizium hergestellt werden, da die Beweglichkeit der Ladungsträger im Diamanten größer ist. Die nötige Zeitauflösung bestimmt sich aus der Mikropulsbreite beziehungsweise der erwarteten Verschiebung der Mikropulse durch den Energieverlust. Für die verwendeten Diamantdetektoren konnte gezeigt werden, dass sie eine Zeitauflösung von 250 ps haben.

Die Unempfindlichkeit der Diamanten gegenüber Strahlungsschäden lässt sich einerseits durch die hohe Energie von 80 eV im Gegensatz zu Silizium mit 28 eV erklären, die nötig ist, um ein Atom aus dem Kristallgitter zu lösen. Des weiteren ist die Wärmeleitfähigkeit von Diamant 15 mal so hoch wie die von Silizium. Deshalb kann durch den Ionstrahl eingebrachte Wärme schneller abtransportiert werden.

Neben diesen aktiven Diagnostiken kamen auch noch zwei passive Diagnostiken zum Einsatz. Zum einen das am Schluss dieses Kapitels vorgestellte Röntgenspektrometer, dessen Ergebnisse den Schwerpunkt dieser Arbeit darstellen. Zum anderen eine Röntgenlochbildkamera, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

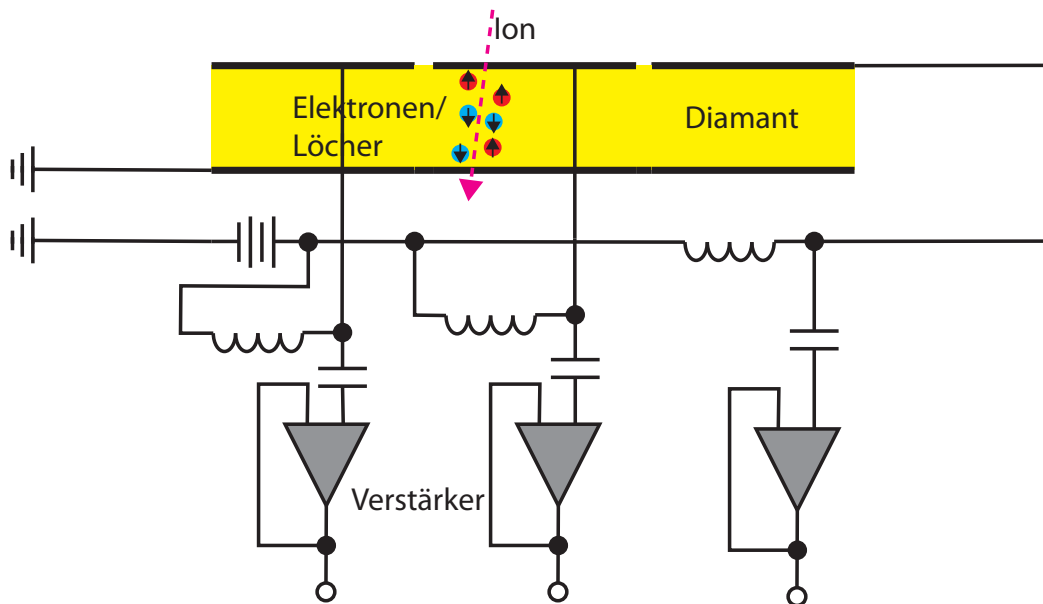


Abbildung 3.14: Funktionsprinzip des Diamantdetektors. Abgebildet sind die drei Pixel eines Detektors. Die Ionen, die den Diamanten durchdringen, erzeugen eine Spur von delokalisierten Elektronen und entsprechend Elektronenlöcher, die durch die an die Elektroden angelegte Spannung abgesaugt werden und zu einem Stromimpuls führen, der durch die Verstärker vergrößert wird.

3.6 Röntgenlochbildkamera

Die während der Experimente eingesetzte Lochbildkamera ist eine vierfach-Röntgenlochbildkamera. Die Löcher haben einen Durchmesser von 0,1 mm und waren jeweils mit einem anderen Röntgenfilter versehen. Die vier verwendeten Filterfolien sind ein $2\ \mu\text{m}$ Zirkonium-, ein $3,2\ \mu\text{m}$ Nickel-, ein $4\ \mu\text{m}$ Scandium- und ein $3\ \mu\text{m}$ Vanadiumfilter. Durch diese Filter wird durch jedes Loch ein anderer Wellenlängenbereich betrachtet. Die Lochbildkamera blickt von vorne unter einem Winkel von 45° von oben auf das Lasereintrittsloch. Durch die Abstandsverhältnisse vergrößert sie das Bild des Hohlraums um den Faktor drei. Die Kamera diente in den Experimenten dazu zu beurteilen, ob der Laser in das Diagnostikloch getroffen hat oder ob es verfehlt wurde. Als Film diente eine Imageplate, die nach jeder Hohlraumheizung ausgewertet, gelöscht und neu eingesetzt wurde.

3.7 Röntgenspektrometer mit Schmierbildkamera

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Temperaturmessung der lasergeheizten Hohlräume. Dazu wurden in [Sch07a], [Sch07b], [Heß10] und [Kra10] bereits Experimente durchgeführt, die bisher ausschließlich mit dem nehlix System geheizte Hohlräume untersucht haben. Dabei wurden entweder zeitaufgelöst Linien im Spektrum vermessen oder das Spektrum zeitintegriert aufgenommen.

Um sowohl den Dynamikumfang, der bei den Phelixexperimenten dadurch zustande kam, dass sowohl der direkt geheizte als auch der indirekt geheizte Hohlraum untersucht werden sollte, als auch das Spektrum zeitaufgelöst analysieren zu können, war es notwendig im Rahmen dieser Arbeit eine neue Diagnostik zu entwickeln.

Der hohe notwendige Dynamikumfang resultiert daraus, dass die erwartete Temperatur im Sekundärhohlraum um mehr als den Faktor zwei kleiner ist als im Primärhohlraum. Aufgrund des Stefan-Boltzmann-Gesetzes ist somit die Intensität, zumindest integral, um mehr als den Faktor 16 kleiner.

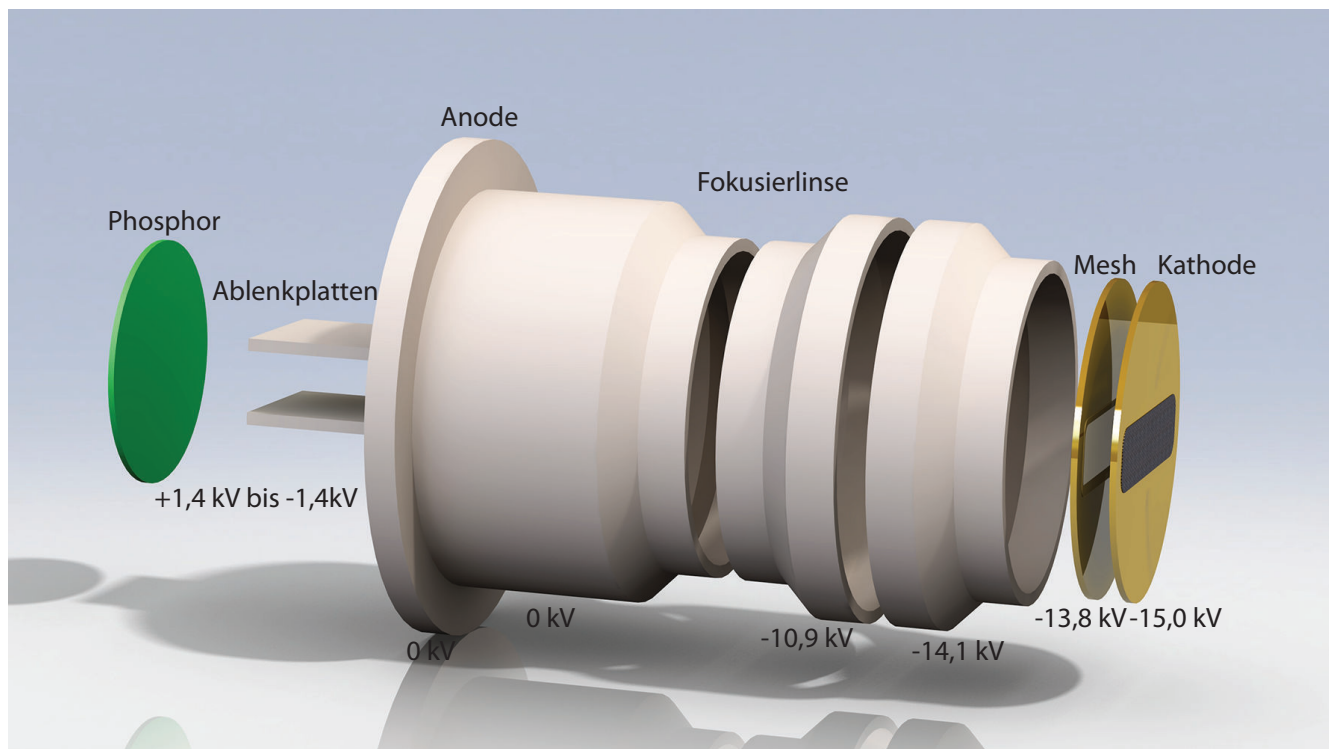


Abbildung 3.15: Röntgensmierbildkamera. Dargestellt sind alle relevanten Einrichtungen, die den Elektronenstrahl beeinflussen. Die Kathode befindet sich am rechten Bildrand und die Elektronen durchlaufen die Kamera von rechts nach links bis zum in grün dargestellten Phosphor.

Um diese Voraussetzungen zu erfüllen wurde ein Spektrometer mit einer Schmierbildkamera als Detektor konstruiert. Dadurch konnte ein zeitlich aufgelöstes kontinuierliches Spektrum der Hohlraumstrahlung aufgezeichnet werden.

3.7.1 Schmierbildkamera

Die Schmierbildkamera ist eine LMXRSC-Kamera von Kentech Instruments. Ihr schematischer Aufbau ist in Abbildung 3.15 gezeigt.

Bei einer Schmierbildkamera wird eine der beiden im Bild vorhandenen Raumdimensionen durch die Zeitdimension ersetzt. Das bedeutet, dass eine Zeile des Bildes mit einer festen Geschwindigkeit über einen Bildsensor geschmiert wird. Dadurch wird die zeitliche Entwicklung der Beleuchtung des Spaltes auf dem Sensor abgebildet.

Bei der verwendeten Röntgensmierbildkamera lösen die auf die Kathode auftreffenden Photonen über den Photoeffekt Elektronen aus. Diese werden mit einer Spannung von 1,2 kV zum Mesh hin beschleunigt. Anschließend werden die Elektronen weiter bis zur Anode beschleunigt. Dabei werden sie von einer elektrostatischen Linse fokussiert und treten durch eine Lochblende in der Anode durch diese hindurch. An die Anode anschließend sind zwei Kondensatorplatten angebracht, die die Elektronen zeitabhängig ablenken. Am Ende der Elektronenflugbahn treffen sie auf einen Phosphorschirm und bringen diesen zum Leuchten.

Die Kathode besteht aus einer 5 cm durchmessenden runden Messingplatte. In der Mitte ist ein Schlitz mit 0,5 mm Breite und 40 mm Länge eingefräst, auf den das Kathodenmaterial gezogen ist. Für diese Arbeit wurde eine Kombination aus einer Kohlenstoffträgerfolie und einer Cäsiumiodidbeschichtung gewählt. Cäsiumiodid hat eine sehr geringe Austrittsarbeit von 0,1-0,2 eV bei gleichzeitig sehr hoher

Quanteneffizienz für Photoelektronen, die je nach Wellenlänge zwischen 10 und 100 mal so hoch ist wie die von Gold. Aus diesem Grund eignet sich dieses Salz sehr gut als Kathode für lichtschwache Röntgenquellen. Zusätzlich ist das Energiespektrum der austretenden Elektronen sehr eng, wodurch sich mit geeigneten Ablenkspannungen und Phosphorschirmen Zeitauflösungen im einstelligen ps-Bereich realisieren lassen.

Der Nachteil von Cäsiumiodid ist, dass es hygroskopisch ist. Deswegen können die Kathoden nur unter Schutzatmosphäre oder in Vakuum gelagert werden. Zusätzlich sollte die, aufgrund der Brüchigkeit des Salzes, nur als Trägerschicht benötigte Kohlenstoffolie möglichst dünn sein, da der Kohlenstoff einen Teil des Photonenstroms absorbiert. Wegen der Empfindlichkeit dünner Kohlenstoffolien gegenüber Druckdifferenz konnte die Targetkammer nur langsam abgepumpt und belüftet werden, um ein Zerreißen der Kathode zu verhindern.

Das Mesh, zu dem die Elektronen geradlinig beschleunigt werden, ist 2 mm von der Kathode entfernt. Die geringe Entfernung und die hohe Spannung sind notwendig, um die Auswirkungen der Energiebreite der austretenden Elektronen möglichst gering zu halten. Je kürzer die Durchflugzeit der Elektronen durch die Elektronenoptik ist, desto weniger wirkt sich die Energieunschärfe auf den Zeitpunkt des Einschlages der Elektronen auf den Phosphor aus.

Das aus dem geringen Abstand und der hohen Spannung resultierende hohe elektrische Feld von 600 kV/m führt dazu, dass das Vakuum innerhalb der Kamera unter 1×10^{-4} mbar liegen muss, da es sonst Überschläge zwischen Kathode und Mesh geben kann.

Nach dem Mesh werden die Elektronen weiter zur Anode beschleunigt, die auf Erdpotential liegt. Zwischen Mesh und Anode liegt die elektrostatische Linse. Die erste Elektrode liegt auf einem Potential von -14,1 kV. Die zweite hat eine Spannung von -10,9 kV zur Erde. Durch die Linse werden die Elektronen fokussiert und können so durch das Loch in der Anode fliegen.

Auf der anderen Seite der Anode sind die beiden Kondensatorplatten, die die Elektronen über den Phosphor schmieren. Dies wird über die Spannung erreicht, die an die Platten angelegt und mit der Zeit variiert wird. Die maximale Spannung, die zwischen den Platten anliegen kann, beträgt $\pm 1,4$ kV. Die Spannung wird verändert, indem die Platten über Widerstände in der Steuereinheit entladen werden. Dabei kann die Zeit verkürzt und damit die Schmiergeschwindigkeit erhöht werden, indem mehrere Widerstände parallel geschaltet werden. Die nominell kürzeste Schmierzeit beträgt 100 ns. Da nicht der gesamte überstrichene Bereich auf dem Phosphor liegt, werden real 80 ns abgebildet. Durch zusätzliches Parallelschalten von Widerständen konnte die Zeitspanne auf 60 ns verkürzt werden.

Um die Elektronen wieder in Photonen umzuwandeln befindet sich am Ende der Elektronenflugstrecke ein P20 Phosphor. Die chemische Zusammensetzung ist (Zn,Cd)S:Ag. Die Abklingzeit dieses Phosphors liegt wie in Abbildung 3.16 bei 250 μ s. Die Wellenlänge des abgestrahlten Lichts liegt mit 560 nm im gelb-grünen Bereich. Die Quanteneffizienz beträgt etwa $0,063 \frac{\text{Photonen}}{\text{eV Elektronen}}$.

3.7.2 Bildverstärker

An den Phosphor der Schmierbildkamera ist ein Bildverstärker angeschlossen, der das Bild des ersten Phosphors auf einen zweiten Phosphor überträgt. Der eingesetzte Bildverstärker ist ein MCP140 der Firma Photek. Dabei wird das Bild durch eine Multi-Channel-Plate (MCP) verstärkt. Von der Schmierbildkamera wird das Bild durch eine Fieberglasoptik an die MCP übertragen und nach der MCP durch einen Phosphor P43 in ein optisches Bild gewandelt.

Eine MCP besteht aus einer Keramikplatte, bei der Vorder- und Rückseite durch dünne, unter einem flachen Winkel zur Flächennormalen stehende Kanäle verbunden sind. Vorder- und Rückseite sind außerdem leitend beschichtet. Zwischen diesen Schichten wird eine Spannung angelegt. Treffen Photonen auf die auf der Keramik angebrachte Photokathode werden Elektronen ausgelöst, die im elektrischen Feld, das zwischen den Enden jeder Kappillare anliegt, beschleunigt werden. Dabei stoßen sie mit den Atomen in der Kappillarwand und lösen eine Lawine von Sekundärelektronen aus. Das Prinzip ist dasselbe wie das eines Photoelektronenvervielfältigers.

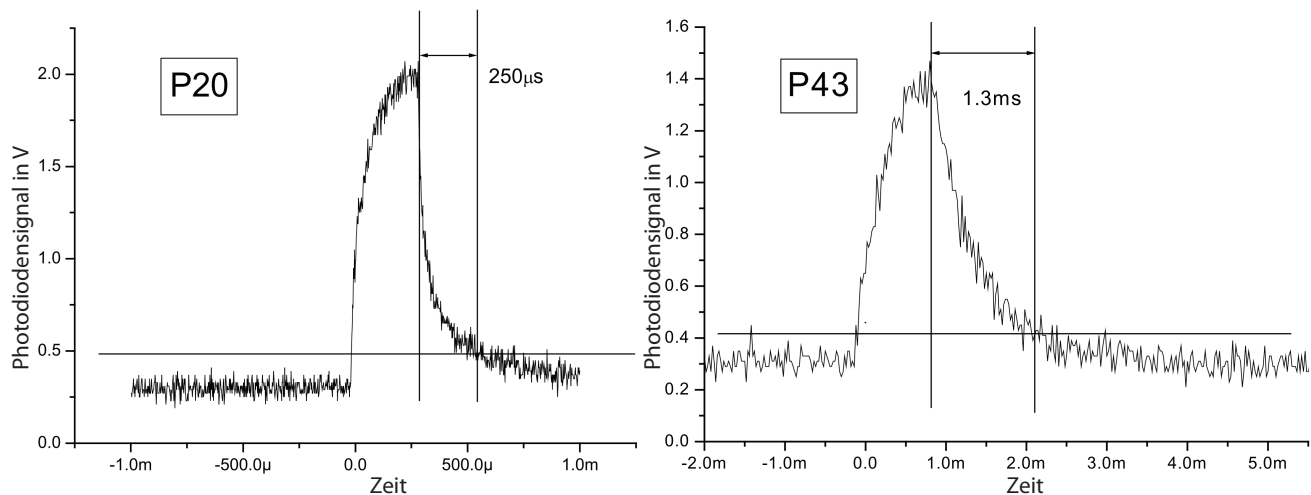


Abbildung 3.16: Phosphorabklingzeit. Dargestellt sind das Antwortverhalten sowohl des P20 Phosphors (links) als auch des P43 Phosphors (rechts) auf eine Anregung.

Die vor der MCP angebrachte Photokathode ist eine S20-Kathode mit einer Effizienz von 40 mA/W Elektronenstrom pro eingebrachter Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 560 nm.

Am anderen Ende der MCP befindet sich ein weiterer Phosphorschirm. Er stoppt die Elektronen und wandelt deren Energie in Photonen um, die von einer Charge-coupled Device (CCD)-Kamera aufgenommen werden können. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Belichtungszeit lange genug eingestellt ist, da der Phosphorschirm länger phosphoresziert als die im Experiment verwendeten Schmierzeiten. Bei dem hier eingesetzten Phosphor P43 beträgt die Abklingzeit nach Abbildung 3.16 1,3 ms. Die chemische Zusammensetzung des Phosphors ist $Gd_2O_2S : Tb^{3+}$. Er strahlt bei einer Wellenlänge von 548 nm.

Die Verstärkung kann gesteuert werden, indem der Gain im Userinterface auf einer Skala von 0 bis 255 verstellt wird. Dadurch wird eine Steuerspannung von 5 V bis 0 V geregelt, die wiederum die an die MCP angelegte Spannung bestimmt. Das Verhalten dieser Spannung in Abhängigkeit zur Interfaceeinstellung und Steuerspannung ist in Abbildung 3.17 gezeigt. Außerdem stellt sie die aus den Einstellungen resultierende Verstärkung der Strahldichte dar. Durch diesen Bildverstärker ist es möglich den notwendigen Dynamikumfang für die Experimente zu erreichen.

Die vor der MCP befindliche Photokathode, aus der die Elektronen für den Vervielfältigungsprozess stammen, ist ebenfalls mit einer variablen Spannungsversorgung ausgestattet, wodurch es möglich ist den Verstärker zu gaten. Ausgeschaltet liegt die Kathode auf einem Potential von +58 V, eingeschaltet auf -215 V.

Die maximale Verstärkung ist 7.000-fach. Das räumliche Auflösungsvermögen beträgt 32 Linienpaare pro mm. Das Auflösungsvermögen resultiert aus dem Abstand der Kappilaren der MCP zueinander. Bei der verwendeten MCP beträgt dieser $12\ \mu m$. Daraus resultieren 83 Kanäle pro mm und damit theoretisch ein Auflösungsvermögen von 41,5 Linien pro mm. Durch Ungenauigkeiten der Ausrichtung der MCP auf den Phosphor und dessen Korngröße resultiert, dass das theoretische Auflösungsvermögen nicht erreicht werden kann.

Die Schmierbildkamera stellt das zeitaufgelöste Aufzeichnungssystem des Aufbaus dar. Diesem vorangestellt ist das Röntgenspektrometer, welches im nächsten Abschnitt erläutert wird.

3.7.3 Röntgenspektrometer

Das Spektrometer besteht aus einem freitragenden Röntgengitter und einer abgeschirmten Laufstrecke, an die sich die Kathode der Schmierbildkamera anschließt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.18 gezeigt.

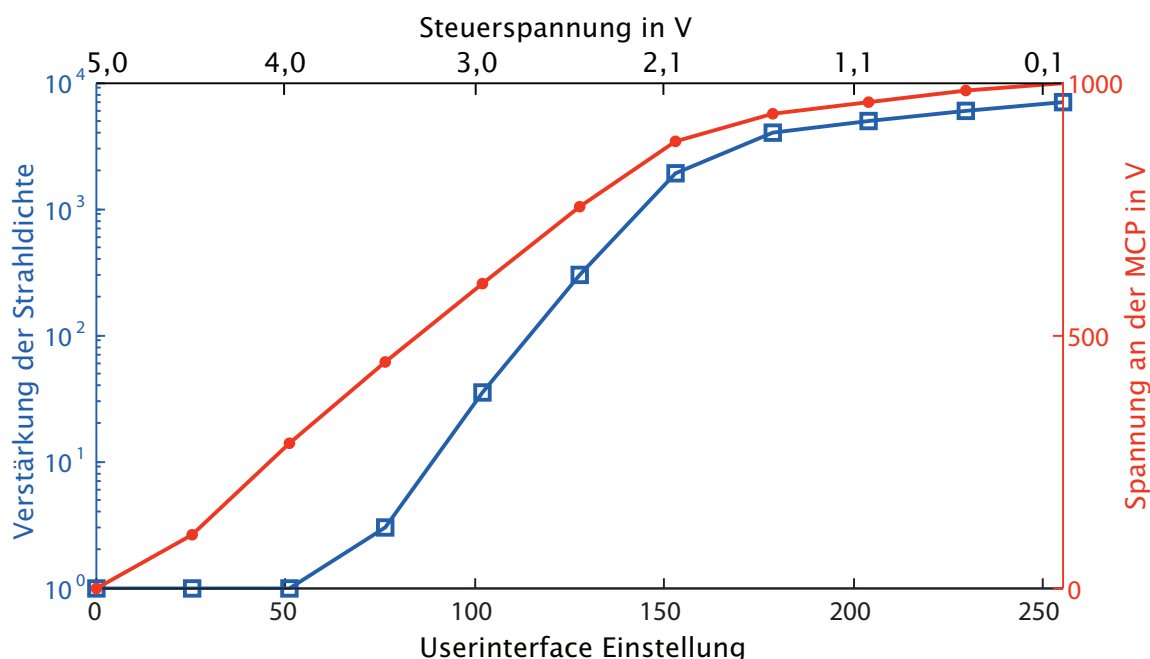


Abbildung 3.17: Verstärkung der MCP in Abhängigkeit der Interfaceeinstellung beziehungsweise der Steuerspannung. Auch ist die an die MCP angelegte Spannung aufgetragen.

Zuerst wird der Strahlgang von einer Schlitzblende beschränkt. Die Breite des Schlitzes bestimmt zusammen mit der Quellgröße und den Abständen zwischen Quelle, Spalt und Kathode die Verschmierung einer Wellenlänge im Spektrum. Dabei gilt: Je breiter der Spalt, desto schlechter das Auflösungsvermögen des Spektrometers.

Auf den Spalt folgt ein Filter, der einerseits das Gitter vor dem Plasmadebree schützen und andererseits möglichst viel langwelliges Licht abhalten soll, das sonst durch Reflektion im Strahlrohr zu einem unerwünschten Untergrund führt. Im Experiment wurde eine Kohlenstoffolie mit einer Flächenbelegung von $66 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet.

An den Filter schließt sich das Gitter an. Im Experiment kamen zwei verschiedene Gitter zum Einsatz. Sowohl der Filter als auch das Gitter sind auf Schienen angebracht, so dass sie auch komplett vom Spektrometer entfernt werden können. Dadurch ist es möglich, das Spektrometer mit Hilfe von Lasern zu justieren und anschließend Gitter und Filter an den Justagelasern auszurichten.

Zum einen kam ein 5.000 Linien/mm Gitter der Firma NTT AT zum Einsatz. Die Daten des Gitters sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Linienbreite	100nm
Linienabstand	200 nm
Ta-Dicke	200 nm
SiC-Dicke	300 nm
Linienhöhe	2 μm
Stützstrukturbreite	0,5 μm
Gitterfläche	1,2 mm X 1,2 mm

Tabelle 3.2: NTT AT Gitter

Zum anderen wurde ein 1.000 Linie/mm Gitter aus Gold eingesetzt. Die Daten des Gitters sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Die Struktur der beiden Gitter ist ebenfalls in Abbildung 3.19 dargestellt.

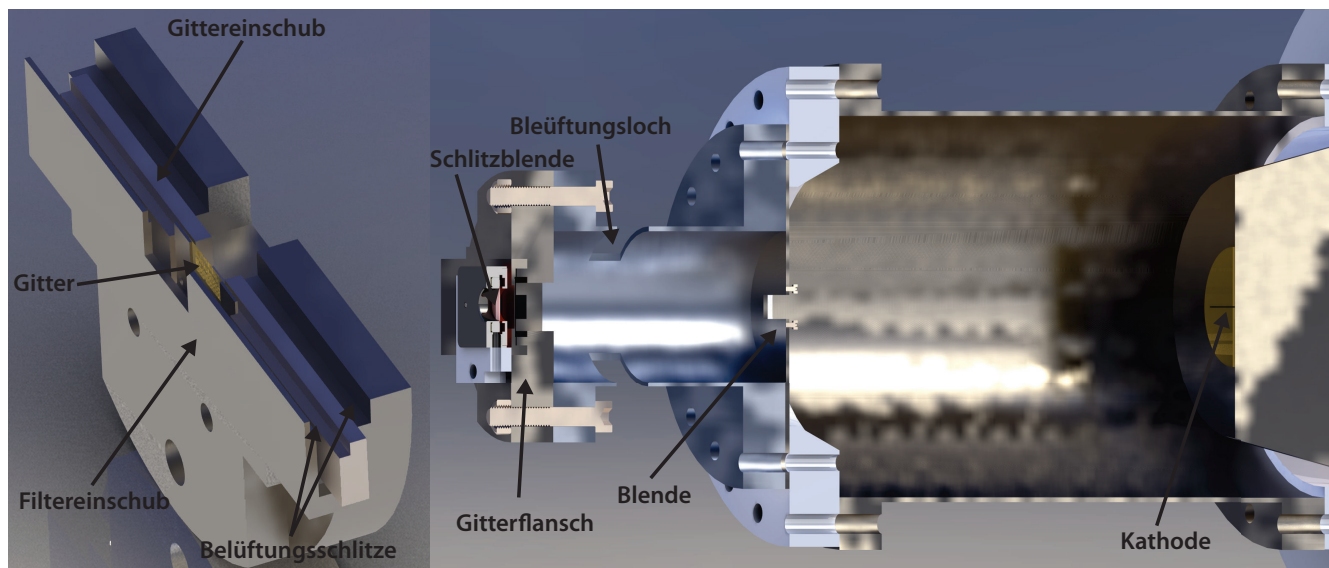


Abbildung 3.18: Röntgenspektrometer. Links ist eine Zeichnung des Gitterflansches. An diesen sind auf einem Schienensystem eine Filterfolie und das Gitter angebracht. Die rechte Zeichnung zeigt den Strahlweg von dem Flansch bis zur Kathode der Schmierbildkamera.

Linienbreite	0,5 μm
Linienabstand	1 μm
Golddicke	400 nm
Maschenweite Stützgitter	20 μm
Stützgitterbreite	5 μm
Gitterfläche	10 mm X 10 mm

Tabelle 3.3: Goldgitter

Je nachdem, welches Gitter eingesetzt wurde, musste ein anderer Abstand zur Kathode gewählt werden. Da die Aufspaltung eines Spektrums durch das 5.000 Linien/mm Gitter fünf mal so hoch ist, wie die des 1.000 Linien/mm Gitters wurde der Abstand für das 1.000 Linien/mm Gitters mit 339 mm bemaßt und der für das 5000 Linien/mm Gitters mit 179 mm.

Für die Beugung an einem Gitter gilt:

$$n\lambda = g \sin(\alpha) \quad (3.3)$$

Die Gleichung gibt an, unter welchem Ausgangswinkel α der Gangunterschied bei senkrechtem Einfall ein n -faches der Wellenlänge λ beträgt. Hierbei ist g die Gitterkonstante. Über den Winkel und den Abstand des Gitters zur Kathode lässt sich die Position jeder Wellenlänge auf der Kathode berechnen. In Tabelle 3.4 sind für beide Fälle der Abstand verschiedener Wellenlängen in erster Ordnung von der 0. Ordnung auf der Kathode angegeben.

Die Tabelle zeigt, dass für den beobachteten Wellenlängenbereich die Dispersion aufgrund der kleinen Winkel für eine lineare Verteilung der Wellenlängen auf der Kathode sorgt. Deswegen ist ein wellenlängenabhängiger Kalibrierungsfaktor, der die Stauchung beziehungsweise Streckung des Spektrums berücksichtigt, unnötig.

Die theoretische Intensitätsverteilung eines Gitters im Fernfeld lässt sich durch die Furierttransformation der Gittertransmission multipliziert mit der Intensitätsverteilung eines Spaltes berechnen. Dadurch ergibt sich für die Intensität $I(\alpha)$ in Abhängigkeit des Beugungswinkels:

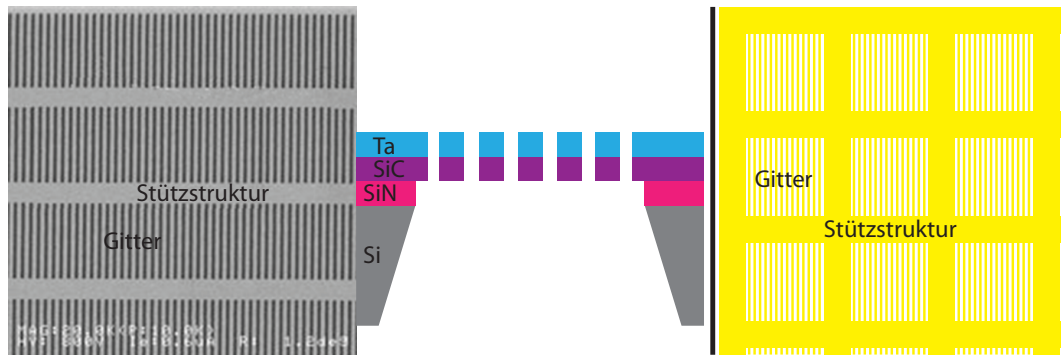


Abbildung 3.19: Gitterstruktur. Links des 5.000 Linien/mm Gitters mit einer Aufsicht und einem schematischen Querschnitts und rechts eine Aufsicht auf das 1.000 Linien/mm Gitter. Das linke Bild ist eine REM Aufnahme; die beiden anderen Bilder sind Zeichnungen.

Wellenlänge	Position 1.000 Linie/mm Gitter	Position 5.000 Linien/mm Gitter
1 nm	0,339 mm	0,898 mm
5 nm	1,696 mm	4,483 mm
10 nm	3,392 mm	8,971 mm
15 nm	5,088 mm	13,457 mm

Tabelle 3.4: Wellenlängeposition auf der Kathode. Die Tabelle zeigt diese für beide verwendeten Geometrien.

$$I(\alpha) = I_0 \left(\frac{\sin(\frac{\pi}{\lambda} d \sin(\alpha))}{\frac{\pi}{\lambda} d \sin(\alpha)} \right)^2 \left(\frac{\sin(N \frac{\pi}{\lambda} g \sin(\alpha))}{\sin(\frac{\pi}{\lambda} g \sin(\alpha))} \right)^2 \quad (3.4)$$

Hierin ist d die Breite jedes einzelnen Spaltes im Gitter und N die Anzahl der beleuchteten Spalte. Damit ergibt sich für das 1.000 Linien/mm Gitter die in Abbildung 3.20 gezeigte Intensitätsverteilung.

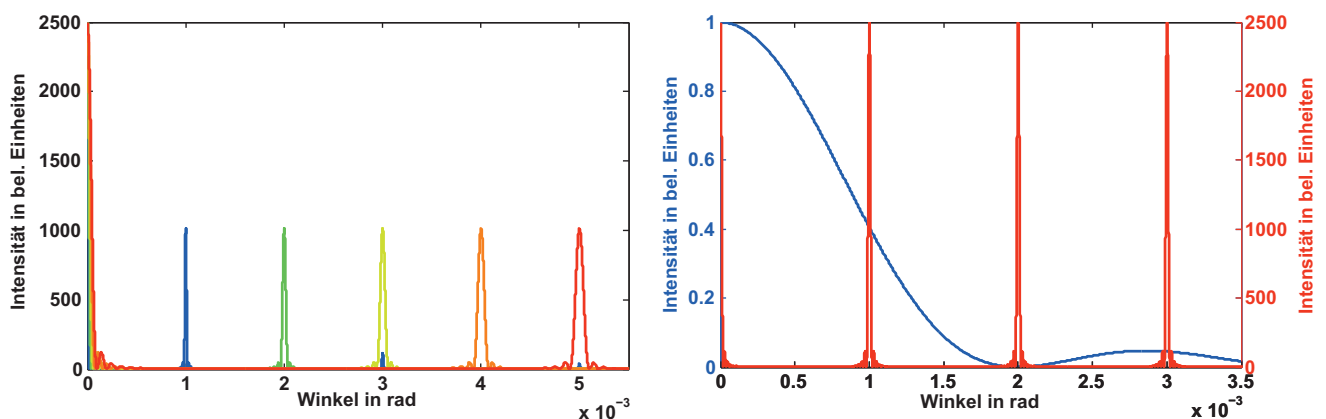


Abbildung 3.20: Intensitätsverteilung eines Gitters. Links für die Wellenlängen 1,2,3,4 und 5 nm (in blau, grün-türkis, gelb-grün, orange und rot). Rechts die Verteilung eines Einzelspalts (blau) und eines reinen Gitters ohne Spaltbreite (rot).

Der linke Graph zeigt die Intensitätsverteilung für die Wellenlängen 1 nm bis 5 nm. Neben der 0. Ordnung ist die 1. Ordnung der dominante Teil der Verteilung. Einzig die 3. Ordnung ist noch zu erkennen (für 1 nm bei 0,003 rad). Der Graph auf der rechten Seite zeigt beide Anteile der Verteilung

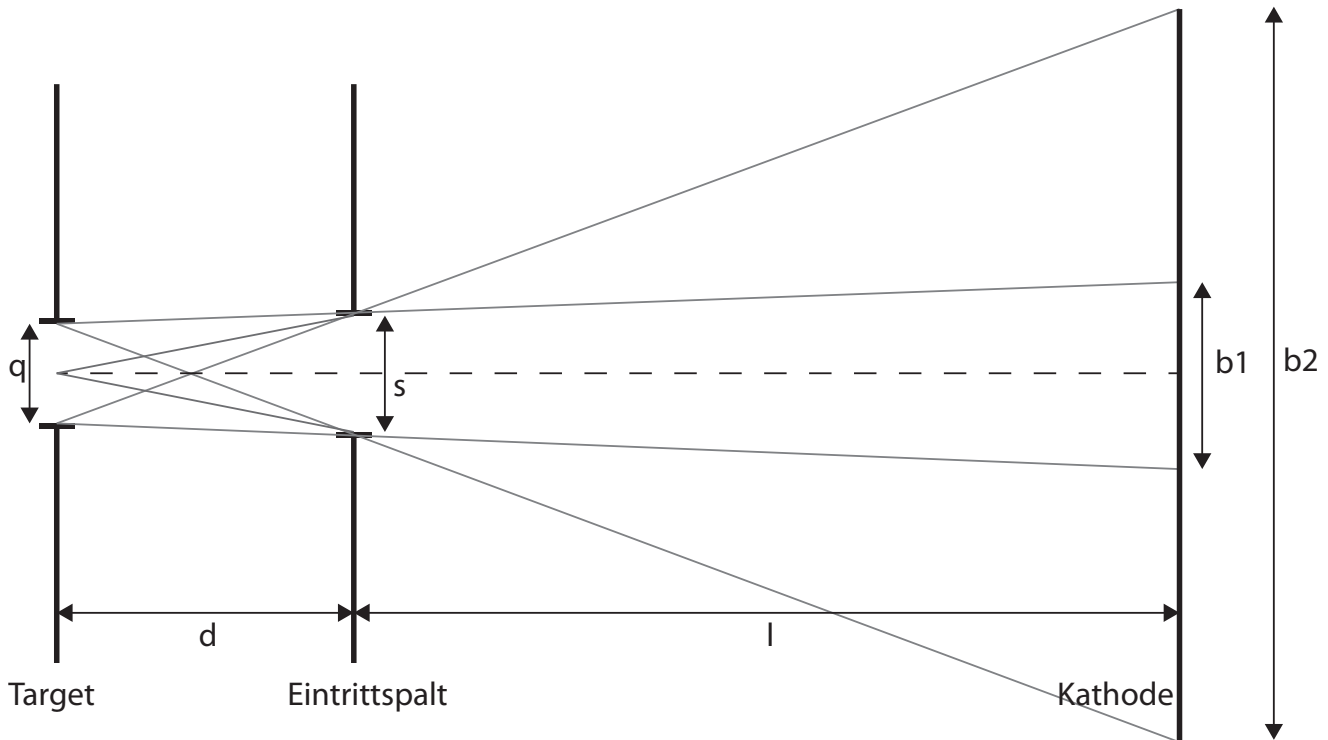


Abbildung 3.21: Strahlgeometrie des Spektrometers. Links befindet sich das Target mit der Quellgröße q . Darauf folgt der Schlitz mit der Breite s . Der Abstand zwischen Quelle und Schlitz beträgt d . Rechts ist im Abstand l die Photokathode der Schmierbildkamera dargestellt. b_1 ist hierbei der Bereich mit der höchsten Intensität, b_2 die maximale Ausdehnung des Halbschattens.

unabhängig voneinander für 1 nm Wellenlänge. Blau ist derjenige Anteil, der aus der Beugung an einem einzelnen Spalt hervorgeht und rot der Teil, der sich aus dem Gitter mit infinitesimal schmalen Spalten ergibt. Diese Darstellung macht klar, warum die geradzahigen Beugungsordnungen bei Gittern, in denen Steg und Spalt gleich breit sind, nicht auftreten, da sie in die Minima der Einzelspaltintensitätsverteilung fallen. Die Intensität der 3. Ordnung beträgt 10 % der 1. Ordnung. Auch ist zu sehen, dass theoretisch die Intensität der 1. Ordnung für alle Wellenlängen gleich ist.

Das Auflösungsvermögen des Gitters bestimmt sich nach dem Rayleigh-Kriterium zu:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = nN \quad (3.5)$$

Bei 50 ausgeleuchteten Spalten in 1. Ordnung liegt damit der Abstand von zwei Wellenlängen, die noch räumlich voneinander getrennt werden können, $\Delta\lambda$ bei $1/50$ der betrachteten Wellenlänge. Ausschließlich unter Einbeziehung der Beugungseffekte kann eine Wellenlängenauflösung von 0,2 nm bei 10 nm Wellenlänge erzielt werden.

Die Unschärfe, die aus der unvollständigen Ausleuchtung des Gitters resultiert, ist allerdings je nach Wellenlänge um den Faktor 5 bis 20 kleiner als die rein durch geometrische Strahlenoptik resultierende Unschärfe. Abbildung 3.21 zeigt den Strahlengang durch das Spektrometer für die 0. Ordnung. Die Verbreiterung der 0. Ordnung ist auf jede Wellenlänge in erster Ordnung übertragbar.

Für b_1 ergibt sich aus dem Strahlensatz:

$$b_1 = \frac{(s - q)(d + l)}{d} + q \quad (3.6)$$

und für b_2

$$b_2 = \frac{(s+q)(d+l)}{d} - q \quad (3.7)$$

S ist hierbei die Schlitzbreite und q die Quellbreite. d und l sind die Abstände Quelle-Schlitz beziehungsweise Schlitz-Kathode.

Im Experiment wurden Quellgröße und Schlitzbreiten gleich gewählt. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} b_1 &= q \\ b_2 &= q \left(1 + 2\frac{l}{d} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Um von der Verbreiterung auf die tatsächliche Wellenlängenauflösung schließen zu können, müssen die Werte mit der spektralen Aufspaltung verglichen werden. Diese ergibt sich aus Gleichung 3.3. Dabei bezeichnet b_λ die Verbreiterung b_1 beziehungsweise b_2 nicht in Ortskoordinaten, sondern im Verhältnis zur Wellenlängenaufspaltung in nm.

$$\begin{aligned} b_{1\lambda} &= \frac{gq}{\lambda l} \\ &= 1000 \frac{q}{l} \\ b_{2\lambda} &= \frac{gq}{\lambda l} \left(1 + 2\frac{l}{d} \right) \\ &= 1000 \frac{q}{l} \left(1 + 2\frac{l}{d} \right) \\ &= 1000 \left(\frac{q}{l} + 2\frac{q}{d} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Die Zahlenwerte sind für das 1.000 Linien/mm Gitter angegeben. Für das 5.000 Linien/mm Gitter muss in beiden Fällen für die 1.000 eine 200 eingesetzt werden.

Diese Größen werden für die Auswertung der Hohlraumspektren benötigt, da sich aus ihnen die Funktion berechnen lässt, mit der das Spektrum gefaltet werden muss.

Neben der Filtertransmission der Kohlenstoffolie, der Gittertransmission in 1. Ordnung sowie der Quanteneffizienz der CsI Photokathode ergibt sich daraus die Antwortfunktion des Spektrometers auf ein Spektrum.

Eine weitere wichtige Größe beim Design des Spektrometers war der aufgenommene Raumwinkel. Er berechnet sich folgendermaßen:

$$\Omega = \frac{sk}{4\pi d(l+d)} \quad (3.10)$$

hierbei ist k die Breite des Kathodenschlitzes.

Gleichungen 3.9 zeigt, dass es für das Auflösungsvermögen von Vorteil ist möglichst große Abstände l und d zu wählen. Gleichzeitig sinkt damit der Raumwinkel, der abgedeckt werden kann. Auch eine Verkleinerung der Quellfläche, wodurch ein höheres Auflösungsvermögen erzielt wird, führt zu einer geringeren Photonenzahl auf der Kathode. Deswegen wurden bei der zuletzt verwendeten Hohlraumgeometrie Schlitze als Diagnostiklöcher verwendet, da dabei q minimiert werden kann, ohne die Quellfläche zu verkleinern.

Parameter	1000 Linien/mm	5000 Linien/mm
q	0,05 mm	0,15 mm
s	0,05 mm	0,15 mm
d	114 mm	114 mm
l	339 mm	179 mm

Tabelle 3.5: Spektrometerparameter

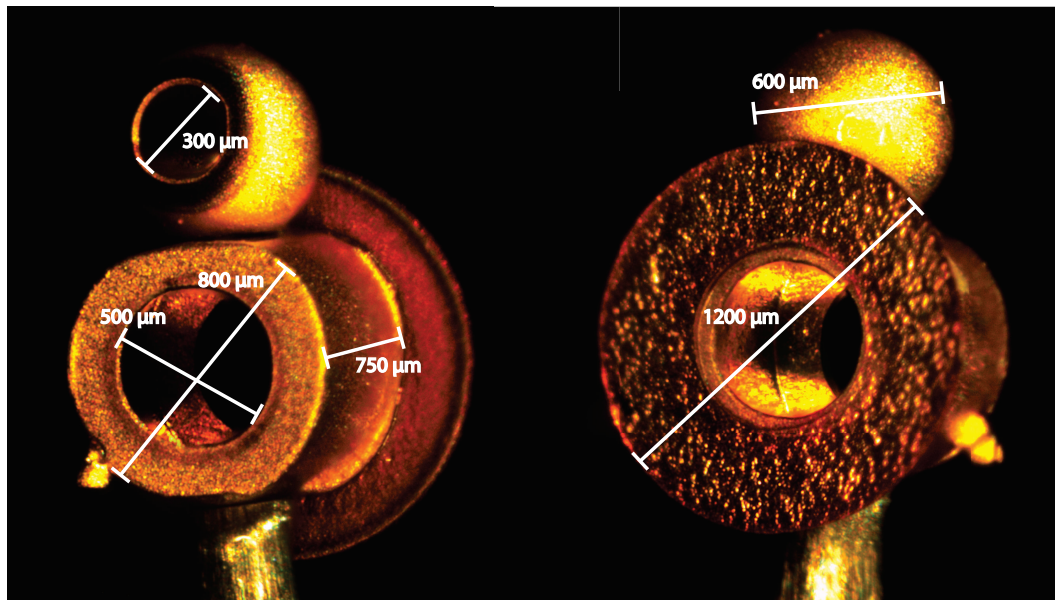


Abbildung 3.22: Bild eines Hochschirmungshohlraums. Der Hohlraum ist sowohl von vorne als auch von hinten abgebildet. Zu sehen ist der kugelförmige Primärhohlraum, der zylinderförmige Sekundärhohlraum sowie die Ionenstrahlblende. Die Kohlenstofffolien sind noch nicht angebracht.

Die Werte für die Parameter beider Gitter sind in Tabelle 3.5 aufgeführt.

Daraus ergibt sich für $b_1 = 0,05$ mm und für $b_2 = 0,347$ mm im Fall des 1.000 Linien/mm-Gitters. Für das 5.000 Linien/mm Gitter ergibt sich $b_1 = 0,15$ mm und $b_2 = 0,621$ mm. Das Intensitätsprofil dafür wurde als Trapez angenommen mit einem Plateau maximaler Intensität der Breite b_1 und einer linken und rechten Flanke der Breite $(b_2 - b_1)/2$, die bis auf Null-Intensität abfällt.

3.8 Hohlraumdesign

Für diese Arbeit wurden zwei verschiedene Designs von Hohlräumen verwendet. Beiden gemein ist, dass sie sich in zwei Abschnitten untergliedern: Den oberen Teil, in dem die Konversion von Laserlicht in Hohlraumstrahlung stattfindet und den unteren Teil, in dem die Kohlenstofffolien geheizt werden und der Energieverlust der Schwerionen in diesem Plasma gemessen wird.

Die beiden Designs unterscheiden sich in ihrer Komposition. Während das Design mit der hohen Schirmung aus zwei Hohlräumen zusammengesetzt ist, besteht der Hohlraum mit der hohen Kopplung aus einer einzigen Komponente. Bilder der Hohlräume sind in Abbildung 3.22 beziehungsweise 3.23 zu sehen.

Der Konverterhohlraum des ersten besteht aus einer $600\text{ }\mu\text{m}$ durchmessenden Kugel, in die ein $300\text{ }\mu\text{m}$ durchmessendes Loch eingebracht ist. Durch dieses Lasereintrittsloch wird der Laserstrahl eingekoppelt. Ein zweites Loch mit $300\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser dient der Überführung der Hohlraumstrahlung vom ersten

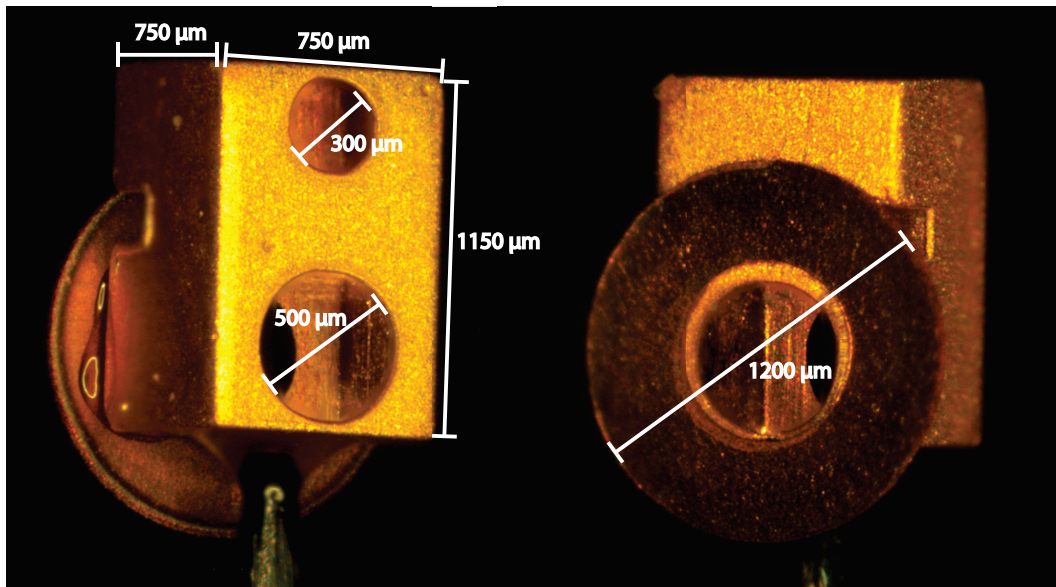


Abbildung 3.23: Bild eines Hochkopplungshohlraums. Der Hohlraum ist sowohl von vorne als auch von hinten abgebildet. Zu sehen ist der quaderförmige Hohlraum, der durch eine Kerbe in Primär- und Sekundärhohlraum aufgeteilt ist. Auch ist die kupferne Ionenstrahlblende zu erkennen. Die Kohlenstofffolien sind noch nicht angebracht.

in den zweiten Hohlraum. Dieser besteht aus einem $750\ \mu\text{m}$ langen Zylinder mit einem Durchmesser von $800\ \mu\text{m}$. An den Stirnseiten ist jeweils ein $500\ \mu\text{m}$ durchmessendes Loch ausgeschnitten, damit der Ionenstrahl den Hohlraum passieren kann. Eine Blende mit einem Außendurchmesser von $1.200\ \mu\text{m}$ verhindert, dass Ionen des Ionenstrahls außerhalb des Hohlraums entlangfliegen können. Auf diese Stirnflächen ist die Kohlenstofffolie aufgeklebt. Dieses Hohlraumdesign wird Hochschirmungshohlraum genannt, da hier die Trennung zwischen Primärhohlraum und Sekundärhohlraum aufgrund des kleinen Übergangsloches höher ist als bei dem Hochkopplungshohlraum.

Der Hochkopplungshohlraum ist aus einem Stück gefertigt. Er besteht aus einem Quader mit quadratischer Grundfläche, deren Seitenlänge $800\ \mu\text{m}$ beträgt. Die Höhe des Quaders ist $1.150\ \mu\text{m}$. Im oberen Teil ist das $300\ \mu\text{m}$ durchmessende Lasereintrittsloch herausgeschnitten und unten auf Vorder- und Rückseite die beiden $500\ \mu\text{m}$ durchmessenden Ionenstrahlöffnungen. Wie auch beim ersten Hohlraum ist eine Kupferionenblende angebracht. In die hintere Wand, also die, auf die der Laserstrahl auftrifft, ist eine Kerbe eingebracht. Diese Kerbe verhindert, dass primäres Plasma direkt in den unteren Teil des Hohlraums hineinablatiert und so den Ionenstrahl stört. Dieses Design wird Hochkopplungshohlraum genannt, da hier die Verbindung zwischen Heizhohlraum und Wechselwirkungshohlraum maximal ausgelegt wird.

Die Wände aller Hohlräume sind zwischen 10 und $15\ \mu\text{m}$ dick und bestehen aus Gold. Aufgeklebt sind sie auf eine abgestumpfte Nadel, für die eine Halterung in der Z6 Targetkammer existiert.

Um die Temperatur zu messen wurde in die Hohlräume ein Diagnostikloch eingebracht. Dies war in dem ersten Experiment rund und wurde für das zweite Experiment zu einem Schlitz mit $50\ \mu\text{m}$ Breite umgeformt. Der Grund für die Veränderung des Diagnostiklochdesigns ist die bessere Auflösung bei gleicher Quellfläche, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt. Bilder der Diagnostiklöcher sind in Abbildung 3.24 zu sehen. Die Höhe der Schlitzes ist zwischen 350 und $400\ \mu\text{m}$.

Die beiden linken Bilder zeigen den Hochkopplungshohlraum mit den Diagnostikschlitzen einmal für den primären Hohlraum, das andere mal für den sekundären Hohlraum. Die beiden rechten Bilder zeigen zwei Hochschirmungshohlräume einmal mit einem Diagnostikschlitz, das andere mal mit einem runden Diagnostikloch. Der Primärhohlraum des Hochkopplungshohlraumes wurde ausschließlich mit einem runden Diagnostikloch vermessen.



Abbildung 3.24: Beispiele für Diagnostiklöcher. Die drei linken Bilder zeigen die während der zweiten Experimentkampagne eingesetzten schlitzförmigen Diagnostiklöcher. Das rechte Bild zeigt ein während der ersten Experimentkampagne eingesetztes rundes Diagnostikloch.

Die Herstellung der Kombinationshöhlräume wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Dabei wird immer von einem Rohling aus Vollmaterial ausgegangen. Die Kugel wird aus einer Edelstahlkugel für Kugellager hergestellt, der Zylinder und das eckige Target aus Messingstangen. Die Messingstangen werden auf einem Mikroskopobjektträger festgeklebt. Dabei wird eine Kombination aus Epoxydharzkleber und Cyanoacrylatkleber verwendet, um die Fixierung einerseits zu stabilisieren, andererseits um die Klebung möglichst rückstandsfrei wieder lösen zu können.

Die eckigen Stangen werden anschließend in 1,15 mm Stücke auf einer Waversäge geschnitten. Auch werden in diesem Schritt die Kerben in die Stangen geschnitten. Die runde Stange wird auf einer Seite flach geschliffen bis eine 0,3 mm breite ebene Fläche entstanden ist. Danach werden sie ebenfalls in 0,75 mm lange Stücke geschnitten.

Alle Teile, das heißt der Quader, der Zylinder und die Kugel, werden mit Hilfe eines Mikroschweißgerätes und einer speziell zu diesem Zweck entwickelten Schweißelektrode an Drähte geschweißt. Die Messingteile werden anschließend direkt in einem Goldgalvanikbad vergoldet. Die Stahlkugel wird zuvor in einem Eisenbad mit einer 100 nm dicken Eisschicht versehen, da das Gold aus dem Galvanikbad nicht direkt auf dem Edelstahl haftet und eine Mediationsschicht notwendig ist.

Nach dem Vergolden werden die Ringe für die Löcher in die Goldschicht geschnitten. Dazu wird eine Laserschneidanlage verwendet. Die Messingrohlinge werden anschließend mit Salpetersäure aus der Goldschale herausgeätzt, die Edelstahlkugel mit konzentrierter Salzsäure.

Die Ionenstrahlblenden werden ebenfalls mit Hilfe eines Lasers aus einer Kupferfolie herausgeschnitten. Danach werden die Kugeln unter einem Mikroskop auf die Zylinder geklebt und die Ionenstrahlblende sowohl auf die Zylinder als auch auf die Quader gebracht. Dann werden die, zuvor in 0,6 mm große Stücke geschnittene, Kohlenstofffolien aufgeklebt und der gesamte Hohlraum an einer Nadel befestigt.

Als Kohlenstofffolien kamen im Experiment Folien mit einer Flächenbelegung von $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ zum Einsatz. Dadurch wird der Energieverlust in Kohlenstoff mit einer Flächenbelegung von $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ gemessen.

Jeder Hohlraum wird von zwei Seiten fotografiert und vermessen. Dies ist notwendig, um den Hohlraum später in der Targetkammer zu justieren.

4 Experiment und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Experimentdurchführung und die Auswertung der im vorherigen Kapitel dargestellten Diagnostiken beschrieben. Dabei wird besonderes Gewicht auf die Daten der Röntgenschmierbildkamera und deren Interpretation gelegt, da diese Arbeit vor allem die Ermittlung der Temperatur eines Energieverlusthohlraumes zum Ziel hat.

4.1 Experimentdurchführung

Nach dem Aufbau der Experimentumgebung müssen die Diagnostiken, insbesondere die Schmierbildkamera, kalibriert werden. Erst danach können die Experimente durchgeführt werden. Das Vorgehen hierfür wird in den nächsten Abschnitten erläutert.

4.1.1 Kalibrierung

Bei jedem Aufbau der Schmierbildkamera wurden die Abstände von Target, Schlitz, Kathode und CCD-Kamera zueinander verändert. Deswegen ist es notwendig die Kalibrierung der Schmierbildkamera für jede Strahlzeit neu durchzuführen. Kalibriert werden müssen die Streckenskala, die Zeitskala und die relative Konversionseffizienz von Bestrahlungsstärke der Kathode zur Lichtausbeute des Phosphors.

Ortskalibrierung

Um die Veränderung der Skalen bei der Abbildung durch die Elektronenoptik zu ermitteln muss diese gemessen werden. Die Ortskalibrierung wird durchgeführt, indem der Spalt mit einer Deuteriumlampe ausgeleuchtet und gleichzeitig der Schattenwurf der im Strahlweg befindlichen Nadel beobachtet wird. Die Nadel wird mit Hilfe des Targetmanipulators bewegt. Über den resultierenden Schattenversatz auf der CCD wird die Ortskalibrierung ermittelt. Dies ist notwendig, da zwar der Ort jeder Wellenlänge auf der Kathode wie in Tabelle 3.4 berechnet werden kann, aber die Abbildungseigenschaften der Schmierbildkamera sowie der Optik der CCD-Kamera unbekannt sind und deshalb experimentell ermittelt werden müssen.

Abbildung 4.1 zeigt die Bilder des Phosphors zur Ortskalibrierung der ersten Experimentkampagne.

Zu sehen ist der runde Phosphorschirm, auf dem sich die Elektronen aus der Kathode als Streifen abzeichnen. Der Schattenwurf des Nadelhalters wird durch die Unterbrechung des Streifens gekennzeichnet.

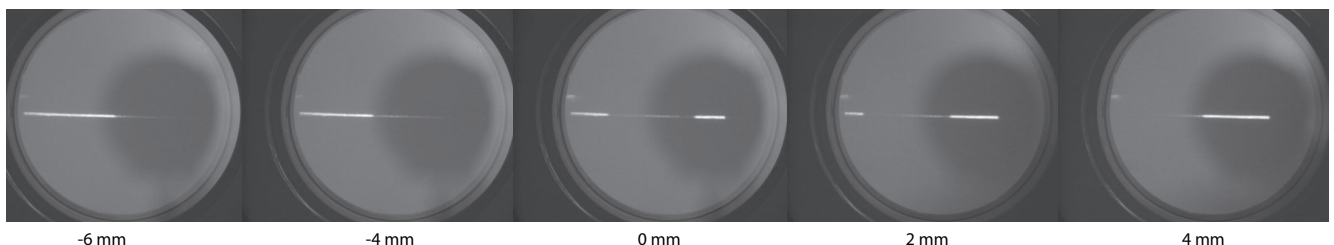


Abbildung 4.1: Bilder des Phosphors zur Ortskalibrierung. Die Aufnahmen sind mit Ausleuchtung der Kathode mit einer Deuteriumlampe entstanden. Dabei wurde durch eine Apertur ein Schatten erzeugt, der von Bild zu Bild verschoben wurde. Die Verschiebung ist unter den Bildern angegeben.

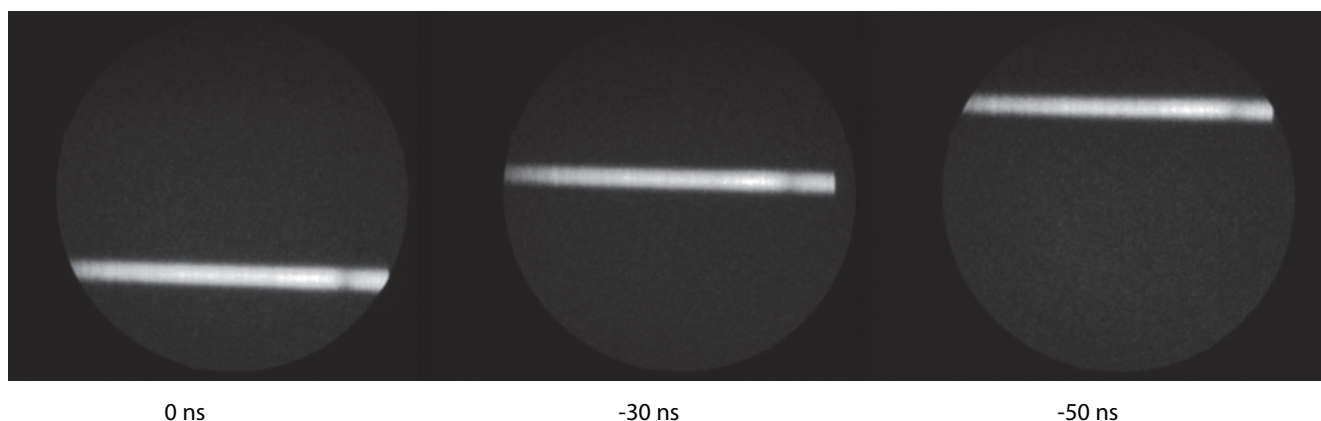


Abbildung 4.2: Zeitkalibrierungsaufnahmen. Dazu wurden geschmierte Bilder von lasergeheizten Plasmen gemacht. Der Triggerzeitpunkt wurde für jede Aufnahme verschoben. Die Verschiebung des Triggerzeitpunktes ist unter den Bildern angegeben.

Die Millimeterangabe unter den Bildern gibt die Verschiebung des Nadelhalters an. Über die Abstände zwischen Deuteriumlampe, Nadel und Kathode lässt sich die reale Verschiebung des Schattens auf der Kathode berechnen. Dadurch ergibt sich ein Verhältnis für die erste Experimentkampagne von 43,5 pix/mm.

Für die zweite Experimentkampagne wurde so ein Verhältnis von 67 pix/mm errechnet. Diese Abweichung erklärt sich durch die Wahl eines anderen Abbildungsverhältnisses des Phosphorschirmes auf die CCD-Kamera.

Mit dieser Kalibrierung in Verbindung mit dem Ort, an dem eine Wellenlänge von einem nm auf die Kathode trifft, wie in Tabelle 3.4 zu sehen, ergibt sich die Umrechnung in Pixel pro nm, die für die Auswertung der Spektren notwendig ist. Für die erste Experimentkampagne ergeben sich damit 27,5 pix/nm, für die zweite Experimentkampagne entsprechend 24 pix/nm.

Zeitkalibrierung

Die Zeitkalibrierung ist notwendig um herauszufinden, wie viele Pixel der CCD-Kamera welchem Zeitabschnitt entsprechen. Dazu werden geschmierte Bilder eines Laserschusses auf ein Folientarget aufgenommen, wobei der Trigger für die Kamera von Bild zu Bild verschoben wird und sich so der Ort auf dem Phosphor verändert, an dem die entstehende Röntgenstrahlung zu sehen ist.

Abbildung 4.2 zeigt die Bilder aus der ersten Experimentkampagne.

Die Zeiten unter den Bildern geben die Verschiebung des Triggerzeitpunktes gegenüber dem des ersten Bildes an. Die Schmierrichtung ist von unten nach oben. Aus den Bildern ergibt sich eine Zeitskala von 10,5 pix/ns. Für die zweite Experimentkampagne gelten 24 pix/ns.

Intensitätskalibrierung

Bei der Intensitätskalibrierung geht es darum, die Konversionseffizienzvariation der Schmierbildkamera über der Phosphorschirmfläche darzustellen und einen Multiplikator für die aufgenommenen Experimentbilder zum Ausgleich dieser Variationen zu ermitteln. Dazu werden mehrere Bilder aufgenommen, wobei die Deuteriumlampe den Kathodenschlitz homogen ausleuchtet und bei jedem Bild eine andere Spannung an die Ablenkplatten der Schmierbildkamera angelegt wird. Dadurch wird das Bild des Schlitzes auf verschiedene Positionen des Phosphorschirmes projiziert.

Anschließend werden die Streifen, die eine Breite von ca. 10 Pixel aufweisen, in jedem Bild über die y-Achse gemittelt und dadurch auf eine Breite von einem Pixel reduziert. Die so entstandene Zeile wird

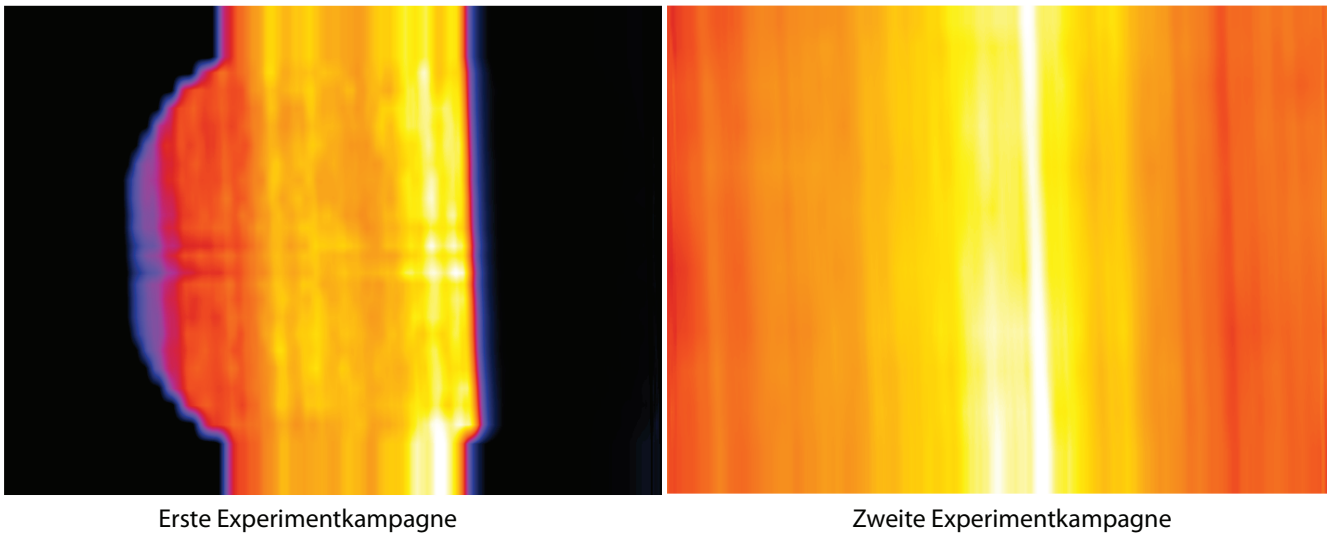


Abbildung 4.3: Intensitätskalibrierung. Links für die erste Experimentkampagne, rechts für die zweite. Die Bilder zeigen die Antwort der Schmierbildkamera auf eine homogene Ausleuchtung der Kathode.

anschließend an der Mitte des entsprechenden Streifens positioniert. Danach wird das Bild zwischen jedem Streifen interpoliert und so die Konversionseffizienz der Schmierbildkamera für jedes Pixel des CCD-Chips ermittelt.

Die entstandenen Bilder sind für beide Strahlzeiten in Abbildung 4.3 gezeigt.

Links ist das Bild der ersten Experimentkampagne dargestellt, rechts das der zweiten. Auch hier ist die stärkere Vergrößerung des Objektes der CCD-Kamera während der zweiten Kampagne zu erkennen, da das Bild des Phosphorschirmes hier größer ist als der CCD-Chip. Dadurch wurde in der zweiten Kampagne nicht mehr der komplette Phosphor abgebildet, sondern nur noch der Teil, auf dem beim Experiment das Spektrum abgebildet wird. So wird ein höheres temporales und spektrales Auflösungsvermögen erreicht.

Auffällig ist eine Streifenstruktur in y-Richtung. Dies deutet darauf hin, dass die Empfindlichkeitsunterschiede nicht aus dem Phosphor resultieren, sondern aus der Photokathode, die aufgrund von Inhomogenitäten in beiden Schichten des Kathodenmaterials diesen Effekt hervorruft.

Indem für jedes Pixel der reziproke Wert des auf eins normierten Bildes der Intensitätskalibrierung ermittelt wird, ergibt sich der Multiplikator für die Schmierbilder. Jedes Bild eines Experiments muss mit der sich aus den Multiplikatoren ergebenden Matrix multipliziert werden.

4.1.2 Hohlraumjustage

Vor jedem Schuss ist es nötig, den Hohlraum einzujustieren, so dass sowohl Ionenstrahl als auch Laserstrahl diesen an der richtigen Stelle treffen. Dafür wurde eine Prozedur entwickelt, die es ermöglicht, den Hohlraum mit einer Abweichung, die geringer als $50\text{ }\mu\text{m}$ ist, zu positionieren.

Vor Beginn der Strahlzeit wurden alle Diagnostiken auf einen Punkt der Targetkammer ausgerichtet, der näherungsweise der Mitte der Targetkammer entspricht. Dieser Punkt wird mit Hilfe einer Nadel, deren Spitze kleiner als $10\text{ }\mu\text{m}$ ist, markiert.

Als nächstes muss der Ort des Ionenstrahls in der Targetkammer ermittelt werden. Dazu wird ein Brennpapier an dem Ort, an dem später das Target positioniert werden soll, mit dem Ionenstrahl beschossen. Dieser Ort wird anschließend von der CCD-Kamera Nummer 1 festgehalten und bei Abweichungen des Ionenstrahls zur vorher festgelegten Nadelposition eine neue für diesen Ort ermittelt. Dies ist notwendig, da der Wechselwirkungspunkt durch den Ionenstrahl festgelegt wird.

Zum Einjustieren des Targets wird die Nadel auf die Position des Lasereintrittsloches bewegt, die sich aus der Ionenstrahlposition und den Hohlraumdimensionen ergibt. Mit der CCD-Kamera Nummer 3 werden anschließend Phelixstrahl und Nadelspitze aufgezeichnet. Durch Bewegung des letzten Umlenkspiegels des Lasers wird der Laserfokus auf die Nadelspitze gelegt.

Nach Einsetzen der Kameras 2 und 3 wird die Position des Lasereintrittsloches 3-dimensional festgehalten, die Nadel auf die Diagnostiklochposition bewegt, die sich ebenfalls aus den Hohlraumdimensionen ergibt, und diese Position notiert.

Nun wird der Hohlraum eingesetzt. Er wird so justiert, dass Lasereintrittsloch und Diagnostikloch mit den zuvor notierten Werten übereinstimmen. Da die Sollpositionen von zwei Punkten nun bekannt sind, ist es nicht nur möglich die Position des Hohlraums festzulegen, sondern auch dessen Rotation um zwei Achsen.

Für die Temperaturmessungsexperimente wird eine Rasierklinge mit Hilfe der beiden Kameras einjustiert. Sie wird so platziert, dass sie die Schmierbildkamera gegenüber dem Lasereintrittsloch abschirmt und gleichzeitig den Strahlweg vom Diagnostikloch nicht unterbricht.

Anschließend kann die Targetkammer evakuiert werden.

4.1.3 Durchführung der Hohlraumexperimente

Direkt vor dem Experiment werden die Feinjustage des Hohlraums auf den Ionenstrahl und des Lasers auf den Hohlraum vorgenommen. Diese Feinjustage ist notwendig, da die Targetkammer sich beim Evakuieren leicht verzieht. Dieser Verzug beträgt zwar nur ca. $100\text{ }\mu\text{m}$, führt bei dem hier durchgeführten positionskritischen Experiment jedoch dazu, dass der Hohlraum nicht immer korrekt getroffen wird. Da dieser Verzug nicht deterministisch ist, kann er bei der Justage an Luft nur grob eingerechnet werden und muss entsprechend unter Vakuum korrigiert werden.

Um den Hohlraum auf den Ionenstrahl zu justieren, wird das Signal auf dem Stopptektor beobachtet. Dabei wird der Hohlraum mittels des Targetmanipulators bewegt, so dass das Signal maximal wird. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der Hohlraum nicht neben den Strahl geschoben wird, da hier ebenfalls das Ionensignal maximal wird, aber die Ionen am Hohlraum vorbeifliegen und diesen nicht durchlaufen.

Zur Feinjustage des Lasers auf den Hohlraum wurden zwei Methoden getestet. Bei der einen wird der Hohlraum so weit zur Seite beziehungsweise nach unten verschoben, bis der Laser auf die Hohlraumkante treffen müsste, wenn er auf der Originalposition in das Lasereintrittsloch trifft. Der Hohlraum wird über einen Spiegel und ein Fenster durch eine Basler-Kamera außerhalb der Targetkammer beobachtet. Dann wird der Laserfokus mittels des letzten Umlenkspiegels verschoben, bis er die entsprechende Kante trifft.

Die zweite Methode greift auf eine außerhalb der Targetkammer montierte Kamera zurück, die auf das Lasereintrittsloch des Hohlraums gerichtet ist. Durch sie wird die Reflektion des Laserlichts vom Target beobachtet. Der Laser wird mit dem letzten Umlenkspiegel so lange umgelenkt bis kein Laserlicht mehr reflektiert wird, so dass der Fokus im Lasereintrittsloch liegen muss.

Die erste Methode hat den Vorteil, dass sie vom Auflösungsvermögen des verwendeten Systems unabhängig ist, da nur das Blocken oder Nichtblocken des Lasers beobachtet werden muss. Die zweite Methode ist auf ein gutes Auflösungsvermögen des Systems angewiesen, da durch die Kamera über eine Entfernung von mehr als einem halben Meter das $300\text{ }\mu\text{m}$ große Lasereintrittsloch erkennbar sein muss. Dafür ist die zweite Methode schneller und intuitiver.

Nach der Feinjustage wird ein Probeschuss durchgeführt, bei dem alle Signale wie beim richtigen Schuss funktionieren sollten, allerdings wird kein Laserlicht zum Target durchgelassen. Der Probeschuss dient dazu alle Diagnostiken zu testen und deren korrektes Auslösen zu überprüfen.

Anschließend wird das Experiment durchgeführt.

Diese gesamte Prozedur wurde vor jedem Experiment durchgeführt. In den nächsten Abschnitten werden die Ergebnisse der Diagnostiken präsentiert.

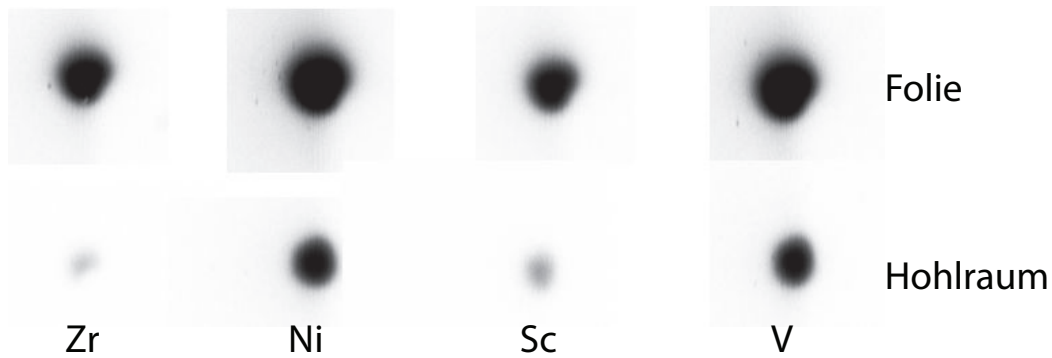


Abbildung 4.4: Bilder der Röntgenlochbildkamera. Oben ein Bild einer Tantalfolienheizung, unten die Heizung eines Hohlraums. Die Intensitätsunterschiede aller vier Bilder der oberen zur unteren Aufnahme zeigen, dass der Großteil der Laserintensität im Hohlraum absorbiert wurde und nicht am Rand des Lasereintrittsloches.

4.2 Untersuchung des Lasereintrittsloches anhand der Röntgenlochbildkamera

Mit der Lochbildkamera, die das Lasereintrittsloch abbildet, wird für jeden Hohlraum überprüft, ob der Laser das Lasereintrittsloch oder die Außenwand getroffen hat. Dazu wird das Bild der Hohlraumheizung mit dem einer Folienheizung verglichen. Als Beispiel ist in Abbildung 4.4 das Bild eines Hohlraumexperiments auf der linken Seite und das Bild einer Laserheizung einer Tantalfolie auf der rechten Seite dargestellt. Für den Fall, dass der Laserstrahl den Hohlraum verfehlt ist entweder kein Röntgenbild zu erkennen oder das Bild der flachen Folie, wenn die Aussenwand des Hohlraums getroffen wurde.

Die Auswertung dieser Bilder ergab, dass bei jedem Hohlraum der Laserfokus im Lasereintrittsloch lag.

4.3 Ergebnisse der Schmierbildkamera

Die Schmierbildkamera ist die wichtigste der für diese Arbeit eingesetzten Diagnostiken, da anhand ihrer Ergebnisse die Hohlraumtemperatur bestimmt wird. In diesem Abschnitt werden deren Ergebnisse im Detail diskutiert. Am Beispiel eines aufgenommenen Spektrums wird das Vorgehen zur Auswertung der in dieser Arbeit gezeigten Schmierbilder demonstriert. Anschließend werden die Temperaturverläufe verschiedener Hohlräume gezeigt und miteinander verglichen.

4.3.1 Auswertungsroutine

In diesem Abschnitt wird anhand eines Schmierbildes gezeigt, wie diese ausgewertet und Temperaturprofile der Hohlräume ermittelt werden. Für die Auswertung wurde die Methode gewählt, ein Planckspektrum mit der Antwortfunktion zu falten, anstatt das gemessene Spektrum mit der Antwortfunktion zu entfalten. Diese Wahl wurde getroffen, da die numerische Entfaltung instabil für Kurven mit großem Dynamikumfang und Rauschen wird. Dies führt zu verstärktem Rauschen im entfalteten Spektrum, das die Auswertung unnötig erschwert. Aus diesem Grund haben die hier gezeigten Spektren nicht die typische Form eines Planckspektrums, sondern die Form einer mit der Antwortfunktion gefalteten Planckkurve.

Ein Rohspektrum aus der zweiten Experimentkampagne ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Es ist die Abstrahlung aus einem Sekundärhohlraum eines Hochkopplungshohlraums.

Die Schmierrichtung ist von oben nach unten. Im Spektrum sind zwei intensive Bereiche zu erkennen. Der rechte der beiden ist die 0. Ordnung des Diagnostikloches. Da 90 % des Spektrums in der 0. Ordnung liegen und diese spektral integriert ist, überstrahlt sie den Dynamikbereich der Kamera. Um diese 0. Ordnung breitet sich symmetrisch nach links und rechts das Spektrum aus.

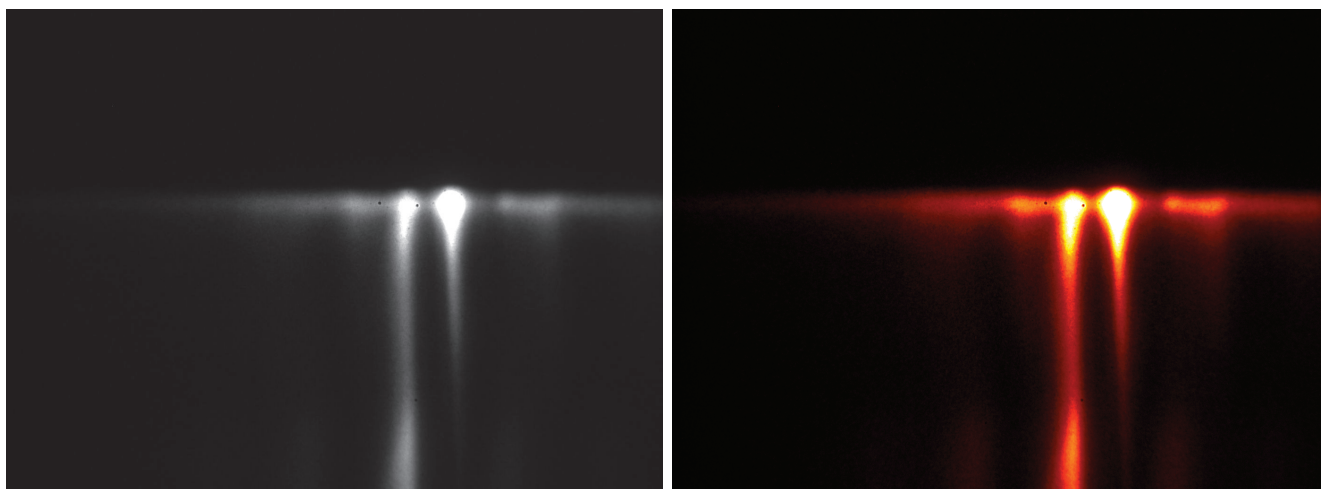


Abbildung 4.5: Rohspektrum als Grauskala und mit Falschfarben. Das Spektrum verteilt sich symmetrisch um die 0. Ordnung (rechter intensiver Bereich) nach links und rechts. Der linke intensive Bereich entspricht dem Auftreffpunkt des Lasers im Hohlraum. Die Zeit läuft von oben nach unten.

Diese Symmetrie wird durch einen weiteren intensiven Bereich links der Diagnostiklochabbildung durchbrochen. Bei diesem Merkmal handelt es sich um denjenigen Punkt, auf den der Laserstrahl direkt auftrifft. Für die hier entstehende harte Röntgenstrahlung ist das Gold nicht opak, so dass ein Teil dieser Strahlung auf die Schmierbildkamera trifft. Diese bildet in 0. Ordnung jede Röntgenquelle wie eine Lochbildkamera mit dem Eintrittsspalt als Lochblende auf der Kathode ab.

Diese Quelle ist im zeitlichen Verlauf zuerst schwächer, da das Primärplasma nicht mehr durch den Laser geheizt wird. Anschließend wird sie im unteren Teil des Schmierbildes wieder intensiver und dehnt sich aus. Dies liegt am Aufbrechen des Hohlraums am Laserauftreffpunkt, wodurch auch niederenergetische Röntgenstrahlung zur Schmierbildkamera gelangt.

Das sich um diese 0. Ordnung erstreckende Spektrum stört das Spektrum aus dem Diagnostikloch nicht, da nur kurzwellige Röntgenstrahlung den Hohlraum durchdringen kann und diese aufgrund der Dispersionsrelation des Gitters direkt neben dem Merkmal des heißen Plasmas abgebildet wird.

Die erste Modifikation, die am Rohspektrum vorgenommen wird, ist die Multiplikation mit dem aus der Intensitätskalibrierung gewonnenen Multiplikator. Abbildung 4.6 zeigt den Vergleich der Bilder vor und nach der Multiplikation.

Die auffälligste Modifikation ist die Verschiebung der Bildhelligkeit vom linken Ast des Spektrums in den rechten.

Im nächsten Schritt werden die wellenlängenabhängige Transmission durch die Kohlenstofffolie, die Gittereffizienz und die Kathodeneffizienz berechnet und auf ein Planckspektrum angewandt.

Die Transmission der Kohlenstofffolie wurde aus [xra] übernommen und ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

Zu sehen ist, dass die Transmission für kurze Wellenlängen gegen eins geht. Für eine Wellenlänge von 4,3 nm findet sich ein Minimum der Transmission durch die Folie von 0,006. Danach steigt die Transmission wieder auf ein lokales Maximum von 0,83 an, um schließlich wieder exponentiell abzufallen.

Die Transmissionskurve beinhaltet neben der Transmission durch die $66 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Filterfolie auch die durch die $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Trägerfolie der Kathode.

Der nächste Faktor ist die Gittertransmission. Wie bereits in Abschnitt 3.7.3 gezeigt, ist die Beugungseffizienz für ein idealisiertes Gitter nicht wellenlängenabhängig. Eine solche Näherung gilt, wenn die Bereiche zwischen den Spalten komplett opak für die Röntgenstrahlung sind. Sind sie das nicht, führt dies zu einer Überlagerung der ungestörten Wellen mit durch den Brechungsindex des verwendeten Gittermaterials phasenverschobenen Wellen am Ort des Schirmes. Mit abnehmender Opazität des Materials wird die Beugungseffizienz stetig geringer.

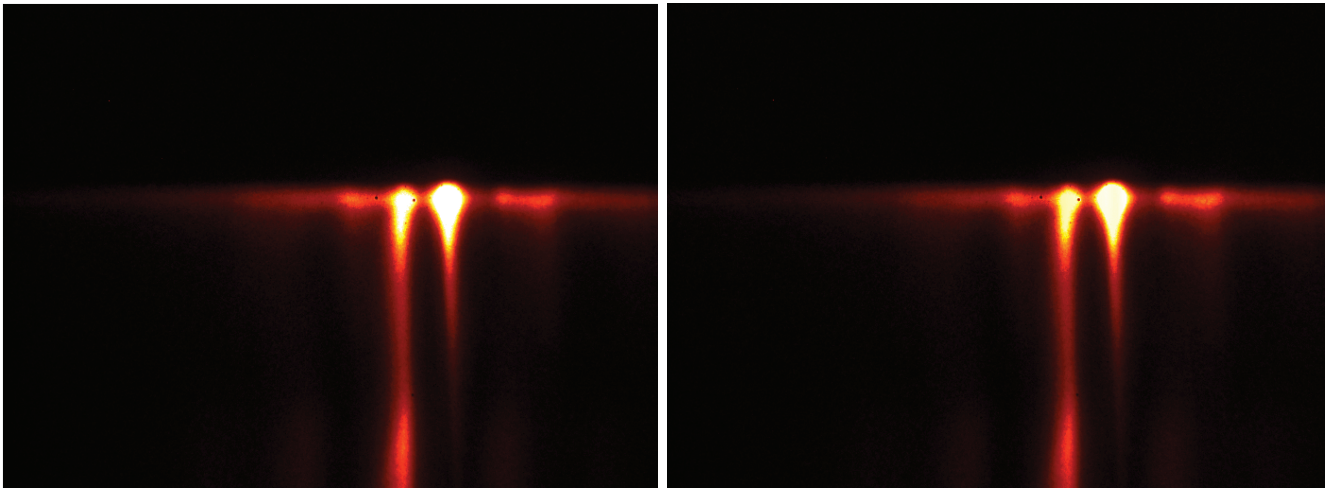


Abbildung 4.6: Vergleich des Spektrums vor und nach der Kalibrierung.

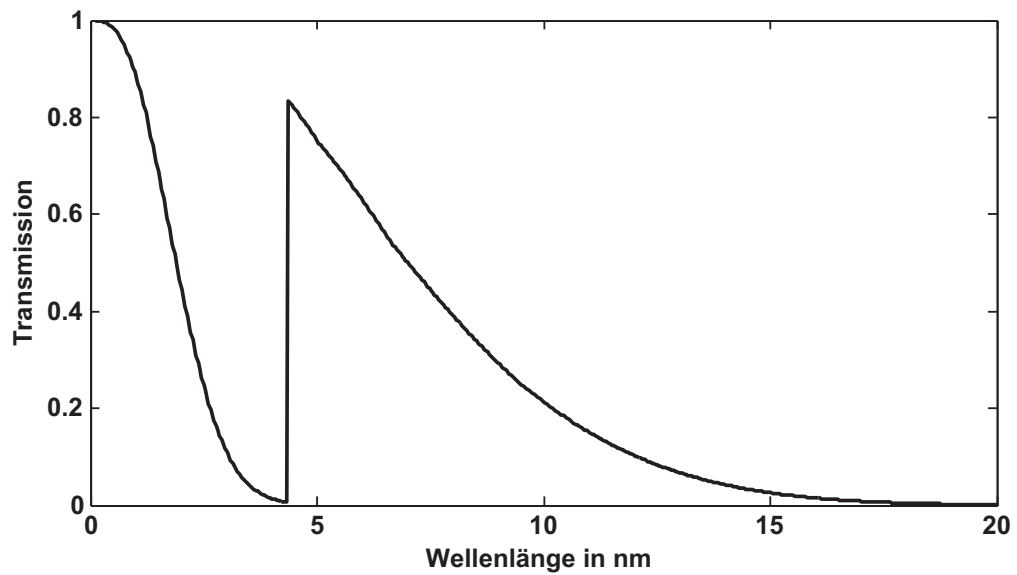


Abbildung 4.7: Transmission durch die Kohlenstoffolie. Es ist die Transmission durch eine $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoffolie über die Wellenlänge aufgetragen.

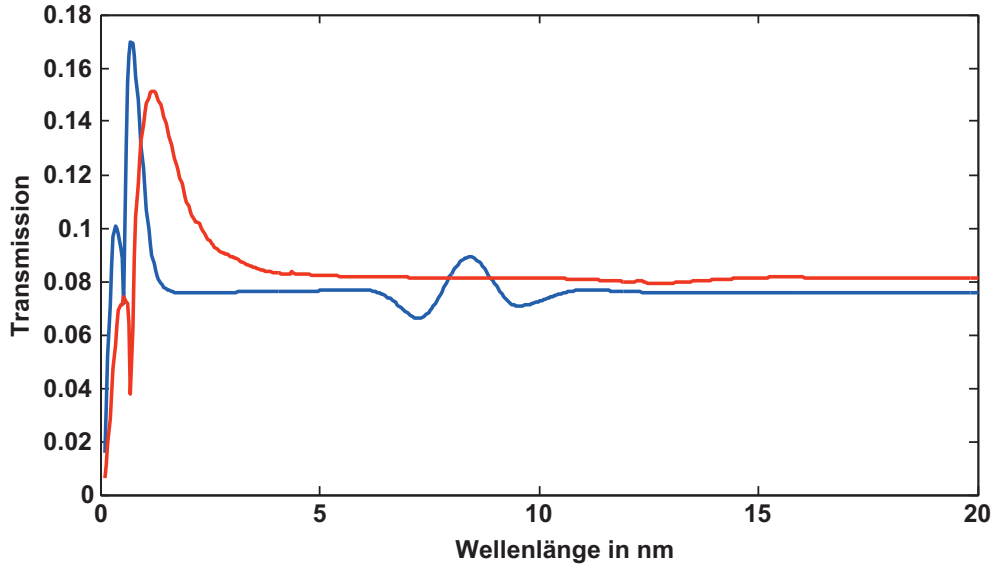


Abbildung 4.8: Gittertransmission in 1. Ordnung. Dargestellt ist sowohl die Transmission durch das Goldgitter (blau) als auch durch das Tantalgitter (rot). Die Effekte, die aus der Transmission durch das Gittermaterial resultieren, sind vor allem für kurze Wellenlängen zu beobachten. Für Wellenlängen kleiner 0,2 nm geht die Transmission in 1. Ordnung gegen 0, da die gesamte Intensität in die 0. Ordnung geht.

Für diesen Effekt kann eine Gleichung angegeben werden, die in [SSD⁺77] hergeleitet wurde:

$$\frac{n^{(m)}(q)}{N_0(q)} = \left(\frac{\sin(Mm\pi)}{M \sin(m\pi)} \right)^2 \left(\frac{\sin(a/d)m\pi}{m\pi} \right) (1 + e^{-2qzk} - 2e^{-qzk} \cos(qz\delta)) \quad (4.1)$$

Hierbei ist $n^{(m)}(q)$ die Photonenzahl in m-ter Ordnung zur Wellenzahl q . $N_0(q)$ ist die gesamte Photonenzahl. M ist die Gitterstrebenanzahl, a die Schlitzbreite, d die Gitterperiode, z die Dicke der Gitterstreben, k der Imaginärteil des Brechungsindex und $n = 1 - \delta$ ist der Realteil des Brechungsindex.

Die Transmission, die sich aus der Gleichung ergibt, ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Im Graphen ist sowohl die Transmission durch das Goldgitter (in blau) dargestellt als auch diejenige durch das Tantalgitter (in rot). Hierbei wurde ebenso berücksichtigt, dass die 200 nm dicke Tantalschicht auf eine 300 nm dicke Siliziumcarbid (SiC) Trägerschicht aufgebracht ist.

Diese Transmissionsfaktoren werden ebenfalls mit der Planckkurve multipliziert.

Der letzte Faktor ist die Effizienz der Photokathode. Diese wurde aus [HKP81] und [SPH80] übernommen, in denen Messungen der Photoelektronenausbeute aus CsI in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Röntgenstrahlung dargestellt sind. Die Effizienz ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Die absolute Elektronenausbeute ist hierbei nicht von Belang, da zum Beispiel die Transmission der Elektronen durch die Elektronenoptik nicht bekannt ist. Es ist nur die relative Elektronenausbeute zwischen verschiedenen Wellenlängen nötig. Die Planckkurve wird beim Anpassen der Kurve an das gemessene Spektrum mit einem Parameter multipliziert, um die Höhe der gesamten Kurve anzupassen.

Für die Elektronenausbeute im Bereich von 10 nm bis 20 nm wurde die Quanteneffizienz der Vorderseitenemission verwendet. Deswegen muss in diesem Bereich die Rückseitenemission aus dieser berechnet werden. Dazu wurde ein Modell aus [HKP81] hinzugezogen. Nach diesem Modell berechnet sich die Vorderseitenemission zu:

$$Y_f = K \rho E \mu(E) \lambda_s \tanh(t/2\lambda_s) \quad (4.2)$$

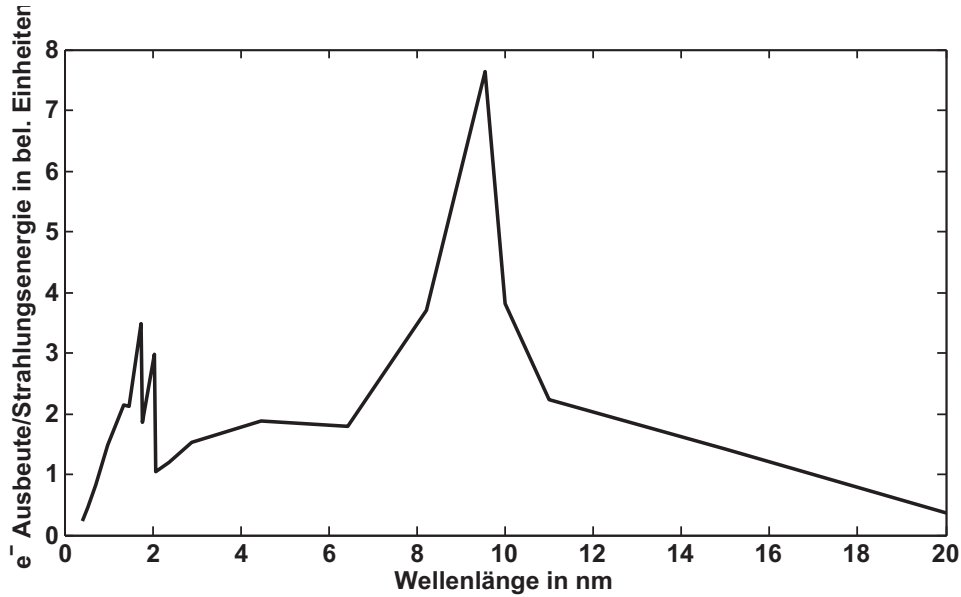


Abbildung 4.9: Quanteneffizienz von Csl aufgetragen über die Wellenlänge.

Die Rückseitenemission ergibt sich nach folgender Gleichung:

$$Y_b = K \rho E \mu(E) e^{-t/\lambda_x} \lambda_s \tanh(t/2\lambda_s) \quad (4.3)$$

Hierin ist K ein Proportionalitätsfaktor, E die Photonenenergie, $\mu(E)$ der von der Photonenenergie abhängige Wechselwirkungsquerschnitt der Photonen mit dem Kathodenmaterial, λ_s die Fluchtlänge der Elektronen aus dem Material, λ_x die Absorptionslänge für die Röntgenstrahlung und t die Dicke der Photokathode.

Das Verhältnis von Rückseiten- zu Vorderseitenemission ist dann:

$$\frac{Y_b}{Y_f} = e^{-t/\lambda_x} \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich der in Abbildung 4.9 ab 10 nm gezeigte Kurvenverlauf, wie er für die Auswertung der Spektren verwendet wurde.

Die Entfaltung des Spektrums in x-Richtung kann umgangen werden, da die Form des Spektrums, eine Planckkurve, bekannt ist und so die Kurve mit der Antwortfunktion gefaltet werden kann. In y-Richtung ist der Temperaturverlauf über die Zeit nicht bekannt. Deswegen ist hier eine Entfaltung notwendig. Die Antwortfunktion wird aus der Aufnahme der mit der Deuteriumlampe ausgeleuchteten Kathode ohne zeitliches Schmieren gewonnen. Wegen der Instabilität einer als Polynomdivision implementierten Entfaltungsroutine wurde ein iteratives Verfahren gewählt. Es kommt zum Beispiel in der Bildverarbeitung beim nachträglichen Schärfen von Bildern zum Einsatz und nennt sich Richardson-Lucy-Algorithmus.

Das Verfahren basiert darauf, dass sich ein Pixel im Bild d_i aus der realen Intensität des Gegenstandspunktes u_j nach folgender Gleichung ergibt:

$$d_i = \sum_j p_{ij} u_j \quad (4.5)$$

p_{ij} ist diejenige Matrix, die angibt, wie viel der Gegenstandspunkt j zum Bildpunkt i beiträgt. Für ein unverrauschtes Bild ist dies ein Gleichungssystem mit i Gleichungen und j Unbekannten. Da $i=j$ ist dieses Gleichungssystem eindeutig lösbar.

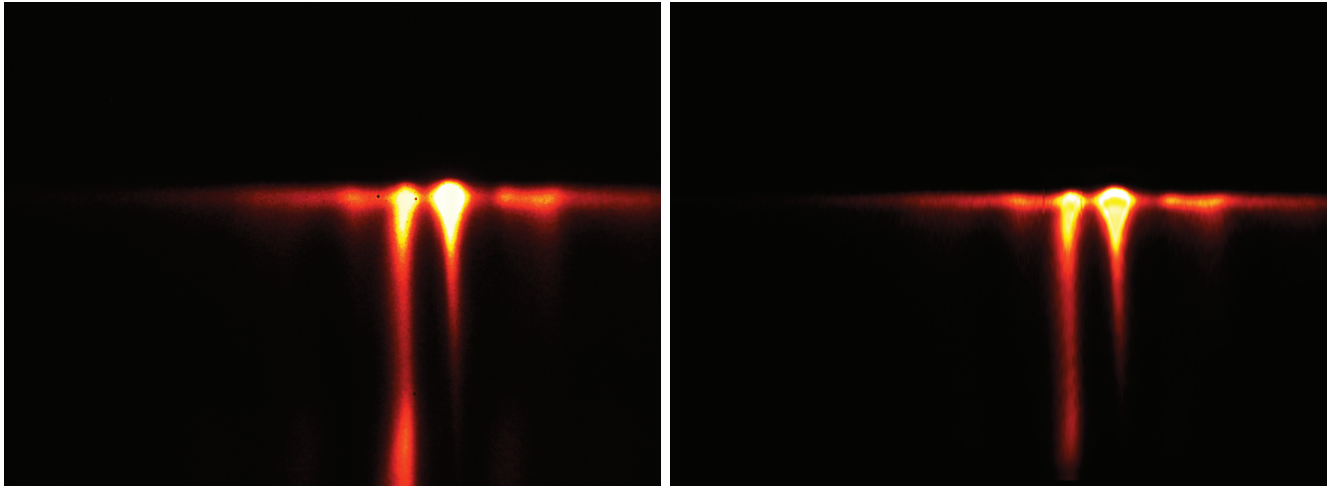


Abbildung 4.10: Schmierbild vor und nach der Entfaltung. Entfaltet wurde ausschließlich in y-Richtung.

Das Bild ist aber nicht rauschfrei. Für den Richardson-Lucy-Algorithmus wird für das Rauschen eine Poissonverteilung mit einer mittleren Intensität von d_i angenommen. Unter dieser Annahme kann ein iteratives Verfahren formuliert werden, welches zum unverschmierten und unverrauschten Bild führt:

$$u_j^{(t+1)} = u_j^{(t)} \sum_j \frac{I_i p_{ij}}{\sum_j p_{ij} u_j^{(t)}} \quad (4.6)$$

Hierin ist I_i die im realen Bild beobachtete Intensität.

Das Verfahren ist stabil gegenüber Fehlern in der p_{ij} -Matrix. Allerdings wachsen Störungen im Bild mit der Anzahl der Iterationen an. Dies kann durch Abbrechen der Iterationen, vor Anwachsen der Störungen, umgangen werden.

Ein Vergleich des Bildes vor und nach der Entfaltung ist in Abbildung 4.10 gezeigt.

In y-Richtung muss das Planckspektrum mit der Verbreiterung resultierend aus dem Strahlengang durch das Spektrometer gefaltet werden. Es kommt die Verbreiterung durch die Elektronenoptik hinzu. Ersteres ist über die Parameter b_1 und b_2 aus Abschnitt 3.7.3 bekannt. Letzteres kann über eine auf die Kathode projizierte Kante gemessen werden. Die Faltung aus beidem ergibt die gesamte Faltungsfunktion für das Spektrometer in x-Richtung, also die Verbreiterung einer infinitesimal schmalen Spektrallinie.

Für die zweite Experimentkampagne ist diese Faltfunktion in 4.11 dargestellt.

Die Verbreiterung durch die Geometrie des Spektrometers ist in grün dargestellt. In blau zu sehen ist die Verschmierung einer Kante durch die Elektronenoptik und den Phosphor. Die daraus resultierende gesamte Verbreiterung ist in rot eingezeichnet. Die Graphen sind über die Pixel auf der CCD-Kamera aufgetragen. Alle Graphen sind auf ein Integral von eins normiert.

4.3.2 Hohlraumspektren und deren Vergleich

Mit den oben beschriebenen Transmissionsfaktoren und Faltungsfunktionen lassen sich die Hohlraumspektren auswerten. Abbildung 4.12 zeigt das Spektrum des Sekundärhohlraumes einer Hochkopplungskavität zum Zeitpunkt der maximalen Temperatur.

Das in lila gezeigte Spektrum ist das gemessene Signal. In grün ist das erwartete Spektrum für eine Temperatur von 42 eV dargestellt. Zusätzlich ist die dieser Anpassung zu grunde liegende Planckkurve grün-gestrichelt gezeigt. Die gestrichelten Linien in blau und rot stellen eine Fehlerabschätzung aus der Anpassung mit 40,5 eV beziehungsweise 43,5 eV dar.

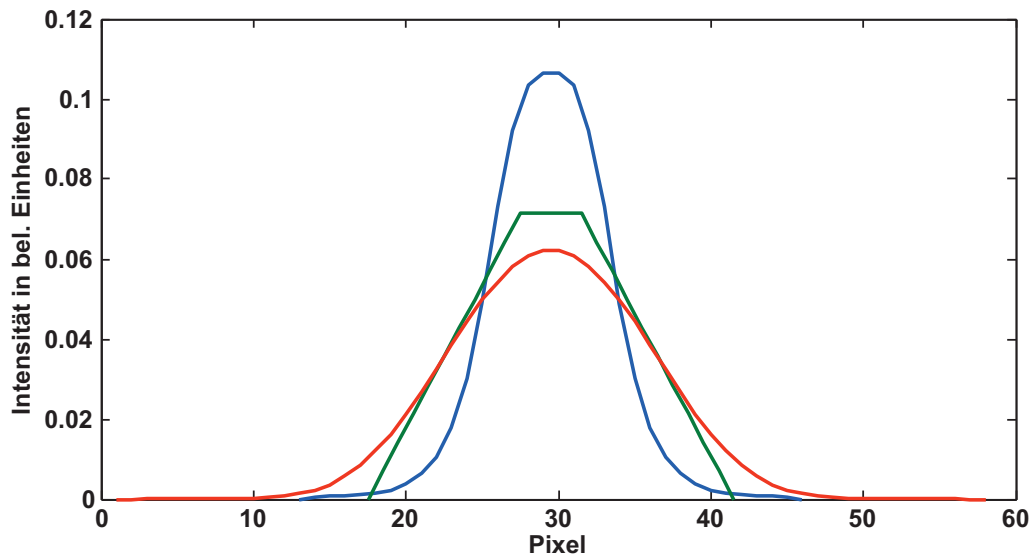


Abbildung 4.11: Verbreiterung des Spektrums durch die Spektrometergeometrie (grün) und die Elektronenoptik (blau). Die Faltung beider Kurven miteinander ist in rot dargestellt. Diese entspricht der Faltungsfunktion für das Spektrum.

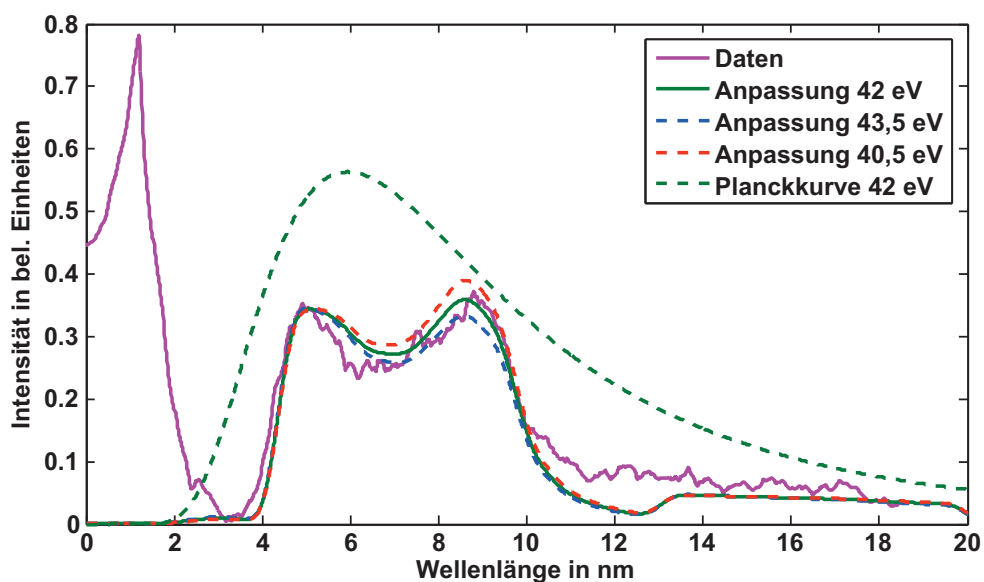


Abbildung 4.12: Hohlraumtemperatur im Maximum. Zu sehen ist das Spektrum eines Sekundärhohlraums von einem Hochkopplungshohlraum in lila. In grün ist die angepasste Planckkurve mit 40,5 eV eingezeichnet. Rot ist der untere Temperaturfehler mit 39,5 eV eingezeichnet in blau der obere mit 42 eV. In grün-gestrichelt ist die der Temperaturanpassung zu grunde liegende Planckkurve dargestellt.

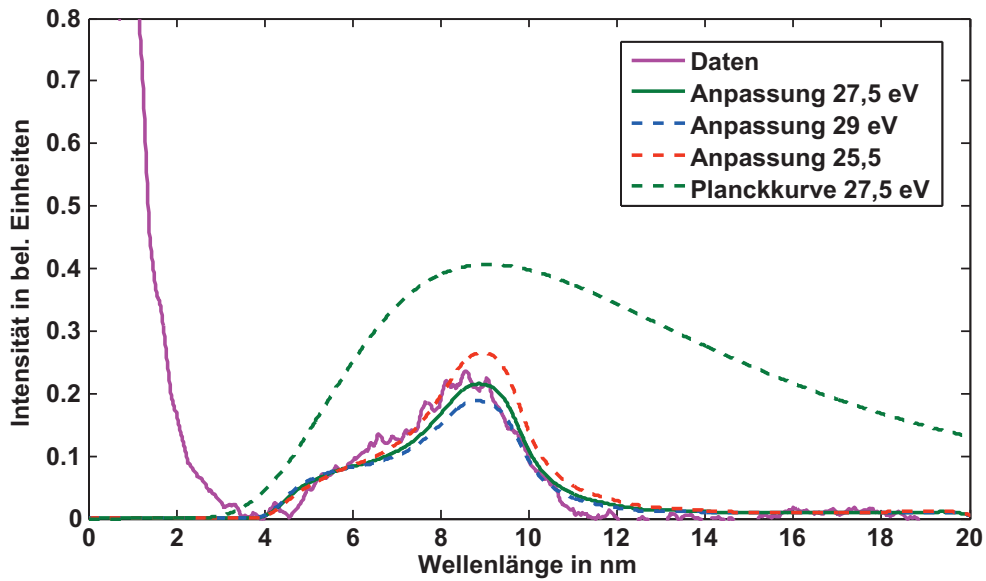


Abbildung 4.13: Hohlraumtemperatur 1 ns nach Maximaltemperatur. Die Legende ist entsprechend Abbildung 4.12. Die angepasste Temperatur beträgt 27,5 eV +1,5 eV -2 eV.

Das Spektrum von 0 bis 3 nm wird von der 0. Ordnung dominiert. Der Untergrund wurde mit einer Lorentz-Kurve angenähert, so dass das angepasste Spektrum bei 3,63 nm und 18 nm mit der gemessenen Kurve identisch ist. Da das Spektrometer nicht absolut kalibriert ist, ist neben der Temperatur der Multiplikator für das Planckspektrum frei wählbar. Dieser wurde so bestimmt, dass die Kurven im ersten Maximum bei 5 nm übereinstimmen.

Über die Temperatur kann dann das 2. Maximum angepasst werden. Die Fehler werden darüber abgeschätzt, dass die Kurven an die linke Flanke beziehungsweise an die rechte Flanke angepasst werden.

Zwei weitere Spektren sind in Abbildung 4.13 und 4.14 gezeigt.

Die Temperatur 1 ns nach der Maximaltemperatur beträgt 27,5 eV (grüne Kurve). Die Fehler betragen +1,5 eV und -2 eV (blaue und rote Kurve). Für die Temperaturanpassung 3 ns nach der maximalen Hohlraumtemperatur gilt entsprechend 24 eV \pm 1 eV.

Für größere Zeiten wird die Intensität der Spektren kleiner als der Untergrund. Dementsprechend ist der physikalische Inhalt von auf diese Weise angepassten Spektren zu noch größeren Zeiten gering.

Ein weiterer Ansatz der Temperaturbestimmung ist die Abstrahlung in ein schmales Wellenlängenintervall zu betrachten und aus dessen Intensitätsverlauf auf den Temperaturverlauf zu schließen.

Das betrachtete Intervall sollte in einem Bereich liegen, in dem die Anpassung der Planckkurve nahe an dem gemessenen Spektrum liegt. Hierfür bietet sich ein Bereich um die Wellenlängen von 5 nm und 8,5 nm an.

Bei diesem Vorgehen wird aus der Anpassung an die Maximaltemperatur eine Absolutkalibration des Spektrometers an den betrachteten Wellenlängen gewonnen. Anschließend wird aus den absolut gemessenen Intensitäten mit Hilfe der Planckkurve eine Temperatur für jedes Pixel bei den betrachteten zwei Wellenlängen gewonnen.

Für die Temperatur in Abhängigkeit der spektralen Strahldichte und der Wellenlänge gilt:

$$T(\lambda, L) = \frac{hc}{k\lambda} \frac{1}{\ln \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5 L} + 1 \right)} \quad (4.7)$$

Der Temperaturverlauf für das bisher analysierte Schmierbild wird in Abbildung 4.15 gezeigt.

Die zeitliche Entwicklung ist für 5 nm (blau) und 8,5 nm (rot) dargestellt. Die gestrichelt dargestellten Fehler resultieren aus dem Temperaturfehler im Maximum und demjenigen Fehler, der sich aus dem

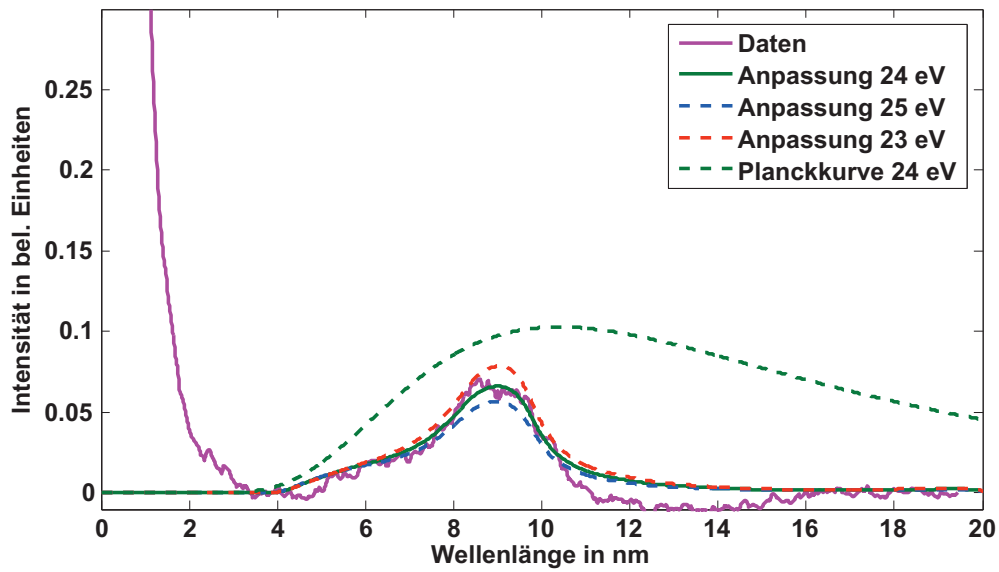


Abbildung 4.14: Hohlraumtemperatur 3 ns nach Maximaltemperatur. Die Legende ist entsprechend Abbildung 4.12. Die angepasste Temperatur beträgt 24 ± 1 eV.

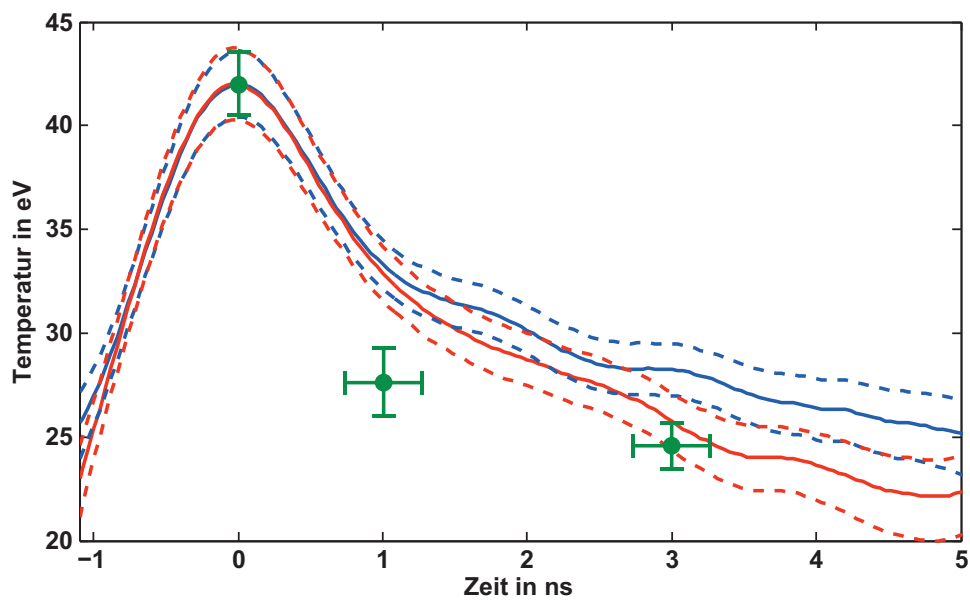


Abbildung 4.15: Temperaturverlauf für einen Hochkopplungshohlraum. In blau ist die Temperatur aus der Intensität bei 5 nm und in rot aus der Intensität bei 8,5 nm aufgetragen. Gestrichelt ist jeweils der Fehler eingezeichnet. Die grünen Punkte stammen aus der Anpassung der Planckkurve an das Spektrum zu den entsprechenden Zeiten.

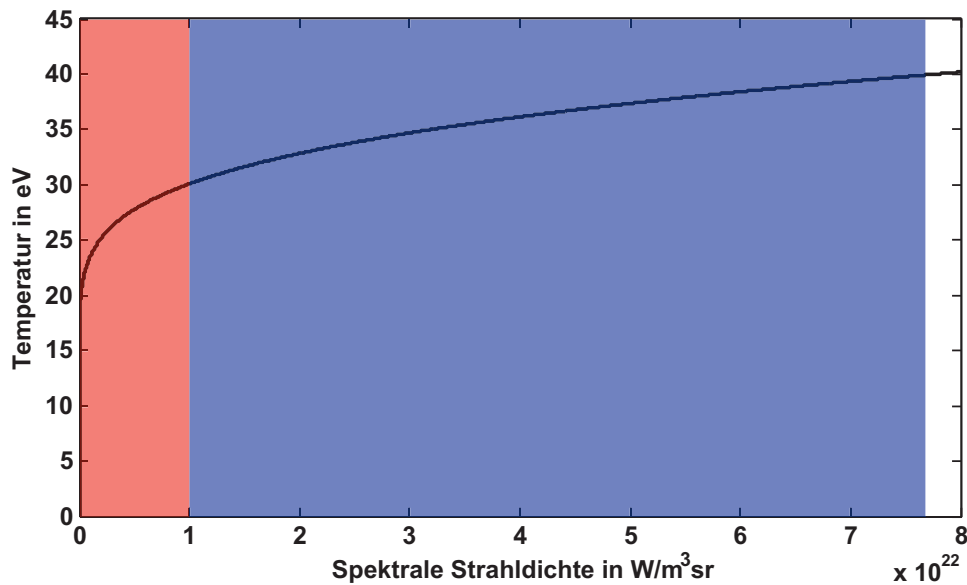


Abbildung 4.16: Temperatur aus der spektralen Strahldichte. Aufgetragen ist die Temperatur über die spektrale Strahldichte. In blau markiert ist der Bereich zwischen 30 eV und 40 eV, in rot der Bereich zwischen 20 eV und 30 eV. Der Bereich unter 20 eV ist in dieser Darstellung nicht mehr auflösbar.

Abziehen des Untergrundes ergibt. Zusätzlich sind die aus der Anpassung des Spektrums gemessenen Temperaturen eingetragen. Der Fehler auf der Zeitachse ist der aus der zeitlichen Entfaltung verbleibenden Breite entnommen.

Dass Temperaturen unter 20 eV nicht mehr messbar sind, liegt an den Eigenschaften von Gleichung 4.7. Diese ist für eine Wellenlänge von 5 nm in Abbildung 4.16 aufgetragen.

Wie in der Abbildung zu erkennen, ist die Differenz der spektralen Strahldichte zwischen 30 eV und 40 eV $6,7 \times 10^{22} \text{ W/m}^3\text{sr}$, zwischen 20 eV und 30 eV nur $1 \times 10^{22} \text{ W/m}^3\text{sr}$. Der Intensitätsbereich für die Temperaturen zwischen 0 eV und 20 eV beträgt $1,6 \times 10^{20} \text{ W/m}^3\text{sr}$. Dies bedeutet, dass für den Bereich zwischen 0 eV und 20 eV nur 1/400 des Dynamikbereiches wie für den Bereich zwischen 30 eV und 40 eV zur Verfügung steht. Deswegen können Temperaturen unter 20 eV nicht mehr aufgelöst werden.

Dieser kalte Bereich hat außerdem wenig Einfluss auf die Heizung der Kohlenstoffolie, da die gesamte Strahlungsleistung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz mit der 4. Potenz der Temperatur variiert. Für den hier betrachteten Hohlraum sind 20 eV die Hälfte der Maximaltemperatur und damit 1/16 der Strahlleistung, weswegen die Beiträge aus dem hier nicht erfassten Temperaturbereich zu vernachlässigen sind.

Abbildung 4.15 zeigt, dass die Temperatur im Sekundärhohlraum der Hochkopplungsgeometrie innerhalb 1 ns auf die Maximaltemperatur von 42 eV ansteigt. Die abfallende Flanke ist flacher und fällt innerhalb 1 ns auf 32,5 eV ab, um anschließend innerhalb von 4 ns auf 24 eV abzufallen. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den aus den Anpassungen an die Spektren gewonnenen Temperaturen, die allerdings einen etwas schnelleren Abfall auf 24 eV in 3 ns andeuten.

Die hier dargestellte Auswertung der Spektren wird auf alle weiteren Hohlraumspektren der zweiten Experimentkampagne angewendet, um die Temperaturen und deren zeitlicher Verlauf für den Primärhohlraum und den Sekundärhohlraum sowohl für den Hochkopplungshohlraum als auch für den Hochschirmungshohlraum zu ermitteln.

Das in 4.17 gezeigte Temperaturprofil ist das des Sekundärhohlraums eines Hochschirmungstargets.

Die Maximaltemperatur dieser Kavität liegt mit $33 \text{ eV} \pm 1,5 \text{ eV}$ 9 eV unter der Temperatur des Hochkopplungshohlraumes. Dies liegt an dem um den Faktor 6 kleineren Übergangsloch zwischen Primär-

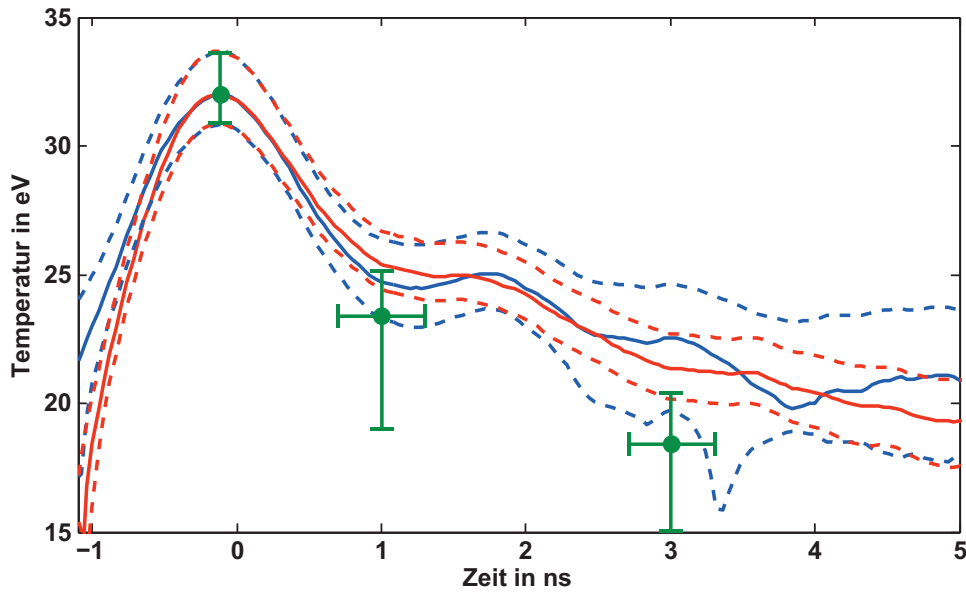


Abbildung 4.17: Temperaturverlauf des Sekundärteiles eines Hochschirmungshohlraums. In blau ist der Temperaturverlauf aus der Intensität bei einer Wellenlänge 5 nm gezeigt, in rot bei 8,5 nm. Die grünen Punkte entsprechen der Anpassung an die Spektren der entsprechenden Zeitpunkte.

und Sekundärhohlraum. Auch ist zu erkennen, dass die Temperatur, relativ zur Maximaltemperatur, im weiteren Verlauf höher ist als in der Hochkopplungsgeometrie.

Diese zwei Temperaturverläufe und das sich daraus ergebende Strahlungsfeld heizen die an den Sekundärhohlraum angebrachten Kohlenstofffolien. Sie bilden damit die Grundlage für Simulationen, die die Parameter der Folien bestimmen. Mit Hilfe dieser Simulationen kann der theoretisch zu erwartende Energieverlust sowie die Umladung der Projektilionen bestimmt werden. Außerdem kann die Expansion der Goldwände simuliert werden: Dies ist notwendig, um den minimalen Abstand der Hohlraumwände zum Ionenstrahlrand und damit die minimale Hohlraumgröße zu bestimmen.

Um das Gesamtsystem aus Primär- und Sekundärhohlraum zu verstehen, wurden auch die Temperaturprofile der Primärhohlräume vermessen.

Das Temperaturprofil des Primärhohlraumes des Hochkopplungstargets wurde ebenfalls im Rahmen der zweiten Experimentkampagne ermittelt. Dabei ergibt sich das in Abbildung 4.18 gezeigte Temperaturprofil.

In dieser Kavität ergibt sich eine Maximaltemperatur von $55 \text{ eV} \pm 5 \text{ eV}$. Die Anpassung der Temperatur an das Spektrum zu Zeiten größer als 0,5 ns nach der maximalen Temperatur ist in diesem Fall nicht möglich, da ablatierendes Primärplasma und das Zulaufen des Diagnostikspaltes durch Goldplasma das durch die Hohlraumtemperatur bestimmte Spektrum überdecken. Das Temperaturprofil für Zeiten größer als 0,5 ns stellt so nur eine Obergrenze für die Hohlraumtemperatur dar.

Die Temperatur für den Primärhohlraum des Hochschirmungstargets wurde während der ersten Experimentkampagne gemessen. Durch die Verwendung des 5.000 Linien/mm Gitters wurde ein höheres spektrales Auflösungsvermögen erreicht. Da außerdem die Temperatur dieses Hohlraums höher ist als die der während der zweiten Experimentkampagne vermessenen Hohlräume, sind die Spektren nach einem abgewandelten Algorithmus angepasst.

Die Spektren zur Zeit der Maximaltemperatur und 2 ns später sowie die Anpassung daran sind in Abbildung 4.19 und 4.20 dargestellt.

Hier sind die Höhen der angepassten Kurven an die Daten bei einer Wellenlänge von 1,9 nm skaliert. Die Temperaturanpassung erfolgt an die Daten der Wellenlänge von 4,8 nm. Von den Daten wurde ein durch eine Gaußkurve angepasster Untergrund, resultierend aus Streulicht der 0. Ordnung, abgezogen.

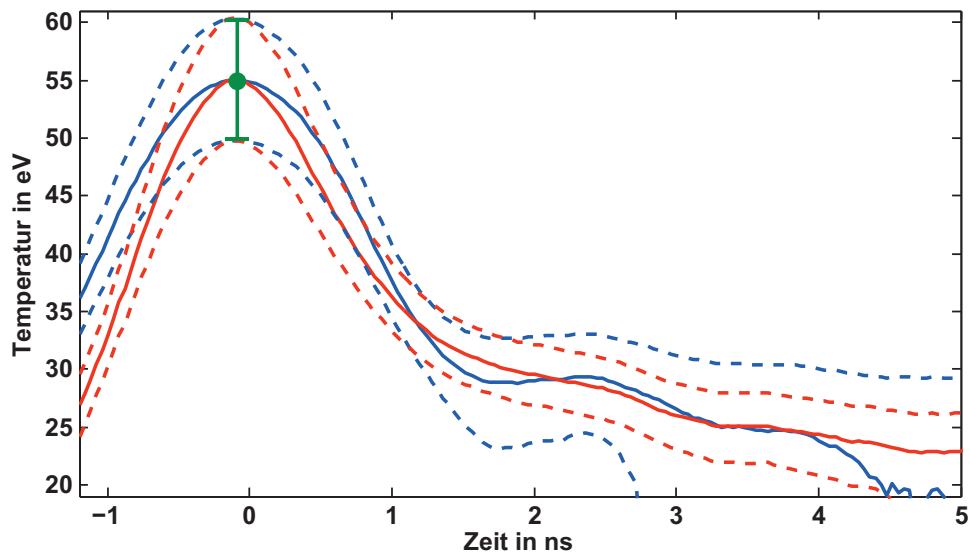


Abbildung 4.18: Temperaturprofil aus dem Primärteil eines Hochkopplungshohlraums.

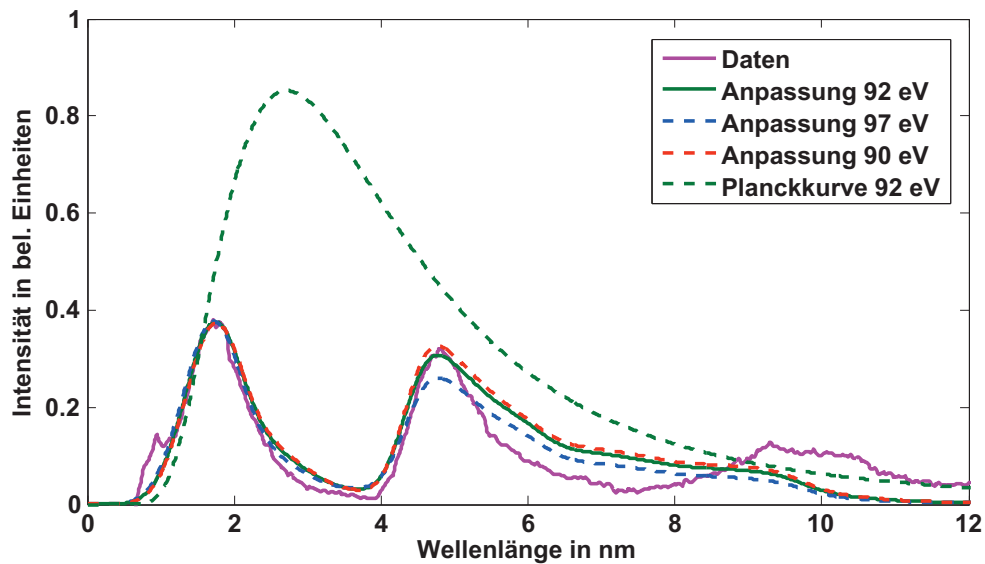


Abbildung 4.19: Anpassung an das Spektrum des Primärteils eines Hochschirmungshohlraums. Das Spektrum ist zu Zeiten der Maximaltemperatur aufgenommen. Die Legende ist entsprechend Abbildung 4.12. Die angepasste Temperatur beträgt 92 eV +5 eV -2 eV.

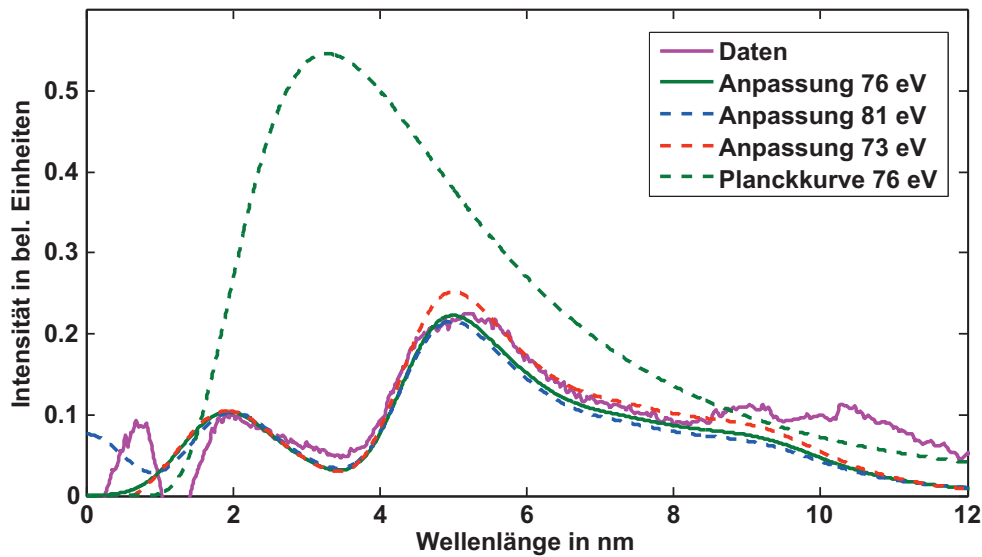


Abbildung 4.20: Anpassung an das Spektrum 2 ns nach der Maximaltemperatur. Die Legende ist entsprechend Abbildung 4.12. Die angepasste Temperatur beträgt 76 eV +5 eV -3 eV.

Daraus ergibt sich eine Maximaltemperatur für den Hohlraum von 92 eV mit einem Fehler von + 5 eV und - 2 eV. Die Anpassungen liegen für Wellenlängen kleiner 8 nm unter dem gemessenen Spektrum. In diesem Teil entspricht das Spektrum nicht mehr einem Planckspektrum. Dies gilt sowohl für das Spektrum zu Zeiten der Maximaltemperatur als auch nach 2 ns. Nach 2 ns ist die Temperatur auf 76 eV +5 eV -3 eV gefallen.

Das zeitliche Auflösungsvermögen beträgt aufgrund der verwendeten Parameter $\pm 0,5$ ns im Gegensatz zur zweiten Experimentkampagne. Hier beträgt das Auflösungsvermögen $\pm 0,35$ ns. Dies spiegelt sich im Temperaturverlauf in Abbildung 4.21 wider.

Auch bei diesem primären Hohlraum ergibt sich die Problematik, dass das gemessene Spektrum nach 2 ns nicht mehr einem Planckspektrum entspricht. Dies drückt sich auch in dem Temperaturverlauf durch die Abweichung der aus der Intensität bei 1,9 nm und 4,8 nm bestimmten Temperaturen aus. Auch hier gilt, dass die gemessenen Temperaturen eine Obergrenze für die realen Hohlraumtemperaturen bilden.

Mit diesen Ergebnissen lässt sich das Target in seiner Gesamtheit beschreiben. Dadurch lässt sich die Zuverlässigkeit von Modellen zur Hohlraumbeschreibung testen. Dies ermöglicht die Berechnung von Laserenergien und Profilen, um gezielt die Temperatur im Sekundärhohlraum und damit die Heizung der Kohlenstofffolien zu beeinflussen.

Im nächsten Abschnitt wird die durch die thermale Strahlung induzierte Expansion der Kohlenstofffolie untersucht.

4.4 Plasmaexpansion anhand von Interferometriebildern

Zur Untersuchung des erzeugten Plasmas wurde die in 3.3 beschriebene Mehrfachbild-Interferometrie eingesetzt. Insbesondere wurde sie dazu verwendet, um das expandierende Kohlenstoffplasma zu untersuchen. Die vier Bilder, die pro Schuss mit einem zeitlichen Abstand von 2 ns entstehen, sind anhand eines Beispielschusses in Abbildung 4.22 gezeigt.

Bild eins, drei und vier sind mit einer ähnlichen Vergrößerung von $4,81 \text{ pix}/\mu\text{m}$, $4,13 \text{ pix}/\mu\text{m}$ und $4,88 \text{ pix}/\mu\text{m}$ aufgenommen. Bild zwei zeigt einen größeren Ausschnitt mit einer Vergrößerung von $9,62 \text{ pix}/\mu\text{m}$. Bild zwei und drei sind spiegelverkehrt zu Bild eins und vier.

In den Bildern ist nur eine geringe Verbiegung der Linien zu erkennen. Die Expansion des Plasmas ist daher besser am Schattenwurf festzumachen. Dies liegt an den steilen Gradienten, die in den indirekt

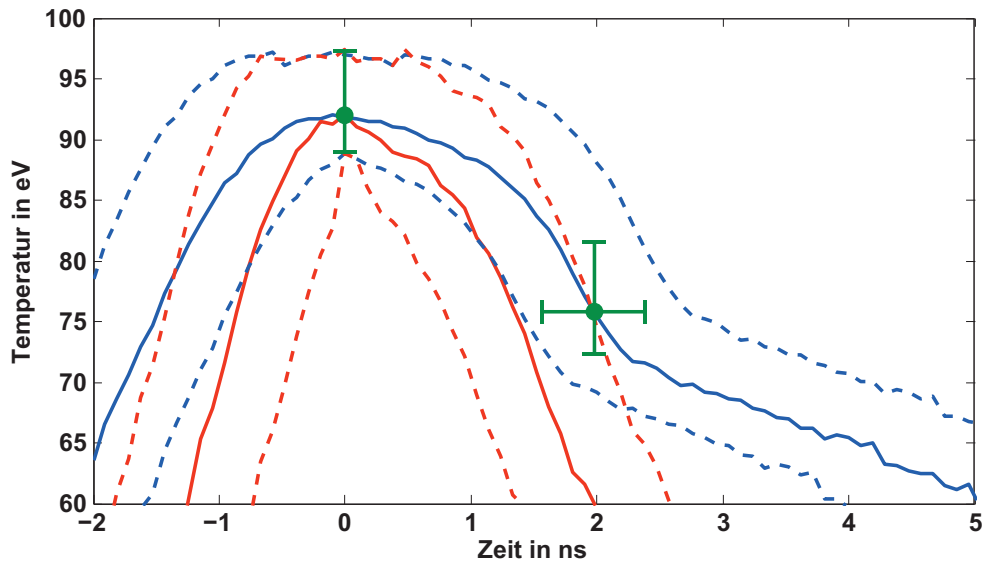


Abbildung 4.21: Temperaturverlauf eines Primärhohlraums der Hochschirmungsgeometrie

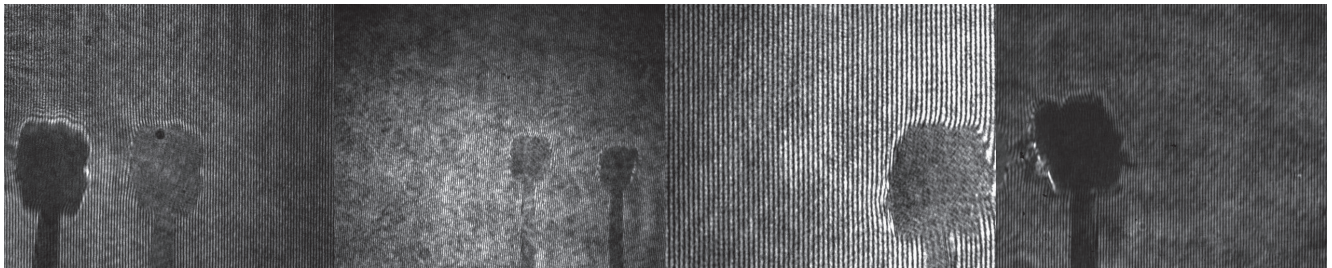


Abbildung 4.22: Interferometriebilder eines Hochkopplungshohlraumes. Die Bilder sind 1,6 ns, 3,6 ns, 5,6 ns und 7,6 ns nach dem Anfang des Laserpulses aufgenommen. Der Hohlraum war nicht mit Kohlenstofffolien bestückt.

geheizten Plasmen auftreten. Die Pulse überstrahlen aufgrund der starken Brechung an den steilen Gradienten die Apertur der Mikrospiegel und liefern so bereits vor Überschreiten der kritischen Dichte im Plasma nur noch einen Schattenwurf.

Aufgrund dieser Tatsache wird die Plasmaausdehnung anhand der Kante des Schattenwurfs festgemacht. Durch zeitliche Verschiebung des Interferometrielasers zum Phelixpuls und Zusammenfassung der Ergebnisse kann die Plasmaausdehnung über eine Zeit von 10 ns mit einem Punktabstand von 0,2 ns bis 0,4 ns bestimmt werden. Dies wird sowohl für den leeren als auch für den mit Folien bestückten Hohlraum durchgeführt, so dass die Plasmaexpansion der Kohlenstoffolie von der des Goldplasmas getrennt werden kann.

Für den Hochkopplungshohlraum ist dies in Abbildung 4.23, für den Hochschirmungshohlraum in Abbildung 4.24 gezeigt.

4.5 Ladungsdetektorsignale und Ergebnisse

Über die Ladungsdetektorsignale wird der Energieverlust der Schwerionen im Plasma gemessen. Dafür wird zunächst dargestellt, wie dieser Energieverlust theoretisch bestimmt werden kann. Anschließend wird gezeigt wie die Daten der Diamantdetektoren ausgewertet werden und schließlich der Energieverlust in indirekt geheizten Plasmen diskutiert.

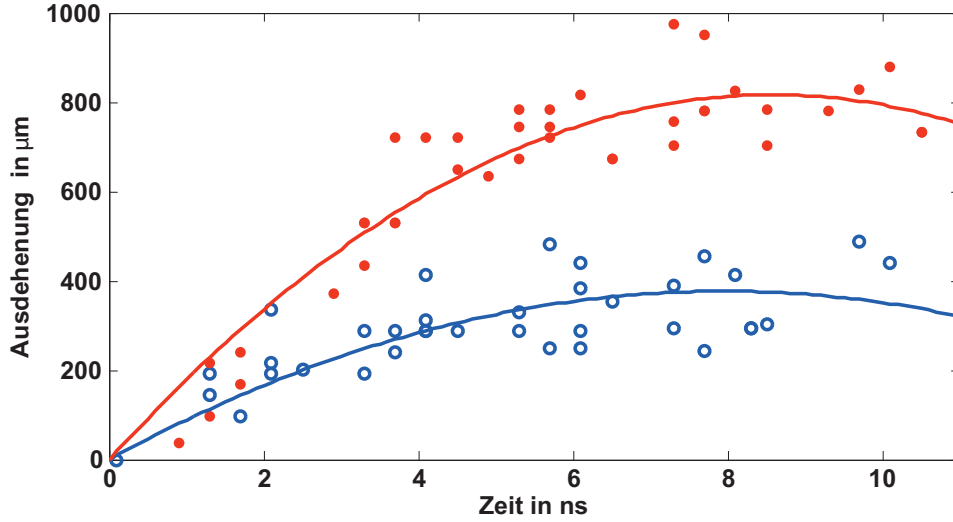


Abbildung 4.23: Plasmaausdehnung der Hochkopplungshohlräume. Die blauen Ringe entsprechen den gemessenen Schattenkanten des Hohlraumplasmas ohne Folien, die roten Punkte denen des Hohlraumplasmas mit Folien. Die Kurven sind die Anpassungen einer kubischen Parabel an die entsprechenden Punkte mit dem Koordinatenursprung als Fixpunkt.

4.5.1 Theoretische Beschreibung des Energieverlustes

Der Energieverlust in kalter Materie ist sowohl theoretisch als auch experimentell sehr gut verstanden. Hier können die Projektionen entweder am Kern der Targetatome oder deren Elektronenhülle abgebremst werden. Dabei spielen die Elektronen die entscheidende Rolle. Für nichtrelativistische Projektile ergibt sich der differentielle Energieverlust dE/dx , auch „Stopping Power“ genannt, nach [Boh13],[Hen22],[Gau27],[Bet30],[Möl32] und [Bet33]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_{p\text{eff}}^2 Z_{KT} e^4}{m_e v_p^2} n_T \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}} \right) \quad (4.8)$$

Hierin ist $Z_{p\text{eff}}$ das effektive Potential der Projektionen, v_p die Geschwindigkeit der Projektionen, n_T die Dichte des Targets, Z_{KT} Kenladungszahl der Targetatome und \bar{I} das mittlere Ionisationspotential der Targetatome.

Im Plasma kommt zum Energieverlust an den Atomrümpfen der Plasmaionen noch derjenige an den freien Elektronen hinzu. Die mittlere Energie, die an diese übertragen werden kann, ist die Plasmonenenergie $\hbar\omega$. Dadurch ergibt sich für den vollständigen Energieverlust im Plasma:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_{p\text{eff}}^2 e^4}{m_e v_p^2} \left(\sum_{Z_T=0}^{Z_{KT}} (Z_{KT} - Z_T) n_{Z_T} \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}_{Z_T}} \right) + n_e \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_p} \right) \right) \quad (4.9)$$

In diesen Gleichungen wird eine effektive Ionisation des Projektils verwendet. Diese Differenzierung wird vorgenommen, da in einem ionisierten Atom durch die Verteilung der Elektronenwolke der verbleibenden Elektronen das Potential nicht dem einer Punktladung entspricht. Durch Einführung der effektiven Ionisation wird diesem Sachverhalt Rechnung getragen. Zusätzlich finden im Target Umladungen der Projektionen statt. Eine Beschreibung durch Gleichung 4.9 stellt also nur eine unvollständige Beschreibung des Energieverlustes im Plasma dar. Deswegen wurde in [Fra11] eine andere Art der Bestimmung des Energieverlustes in Plasmen entwickelt.

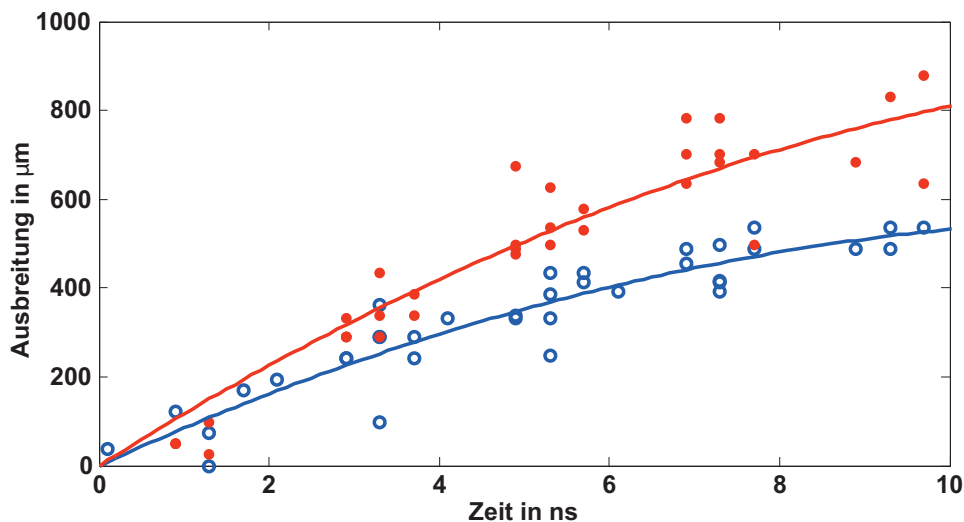


Abbildung 4.24: Plasmaausdehnung der Hochschirmungshohlräume. Die Farben und Symbole sind entsprechend denen in Abbildung 4.23 gewählt. Auch hier wurde eine kubische Parabel an die Datenpunkte angepasst.

Dabei wurde ein modifizierter ETACHA-Code [RSV96] zur Berechnung der Umladungsquerschnitte herangezogen. Aus einem modifizierten CasP-Code [Sch08] stammen die Daten für den Energieverlust für die verschiedenen Projektilladungszustände in Abhängigkeit der Plasmaparameter. Die Plasmaparameter wiederum stammen aus RALEF-2D-Simulationen.

Für den Fall der direkt geheizten Plasmen liegen den RALEF-2D-Simulationen die Laserparameter als Heizquelle zugrunde. Für die indirekt geheizten Plasmen liegen diese Daten nicht unmittelbar vor. Deswegen sind die Messungen der Strahlungstemperaturen im Sekundärhohlraum wichtig, da sie diese Daten für die Simulation liefern.

4.5.2 Auswertroutine der Diamantdetektorsignale

Für diese Arbeit wurde ausschließlich der Energieverlust des Ausgangsladungszustandes 17+ untersucht. Neben der Bestimmung des Energieverlustes in den Kohlenstofffolien ist auch von Belang, nach welcher Zeit Energieverlust im ablatierenden Goldplasma gemessen werden kann. Dadurch wird ermittelt wie lange der Energieverlust im Kohlenstoff gemessen werden kann, bevor das Messergebnis durch Goldplasma verfälscht wird. Zu diesem Zweck wurden neben Hohlräumen mit Kohlenstofffolien auch Hohlräume ohne Folie untersucht.

Um den Energieverlust zu bestimmen, wird die Verschiebung der Schwerpunkte der Mikrobunchsignale auf dem Detektor zueinander berechnet. Dazu ist es notwendig die Oszilloskoprohdaten nachzubearbeiten. Hierfür wird zunächst eine Nulllinie an die Maxima der Oszilloskopkurve angepasst. Die Maxima und nicht die Minima wurden hierfür herangezogen, da die Ionen für einen negativen Spannungsausgang an den Verstärkern sorgen. Diese Anpassung ist an einem Beispiel in Abbildung 4.25 gezeigt.

Die blaue Kurve zeigt die direkt von den Diamantdetektoren gemessenen Rohdaten. Die rote Kurve ist die angepasste Nulllinie. Der Nullpunkt der Zeitachse ist auf 10 % der Laseranstiegsflanke gesetzt.

Anschließend wird die Gesamtfläche jedes einzelnen Pulses bestimmt und alle Pulse auf denselben Flächeninhalt skaliert. Danach werden die Schwerpunkte der Mikrobunche ermittelt und deren Abstand zueinander. Das Ergebnis dieses Schrittes ist in Abbildung 4.26 für die in Abbildung 4.25 gezeigten Rohdaten dargestellt.

Neben der Verschiebung der Pulse zueinander (blau) ist die Verschiebung der Pulse zu dem 108 MHz-Signal (rot) gezeigt. Dieses Signal stammt aus dem Hochfrequenzgenerator für die Alvarez-Beschleuniger

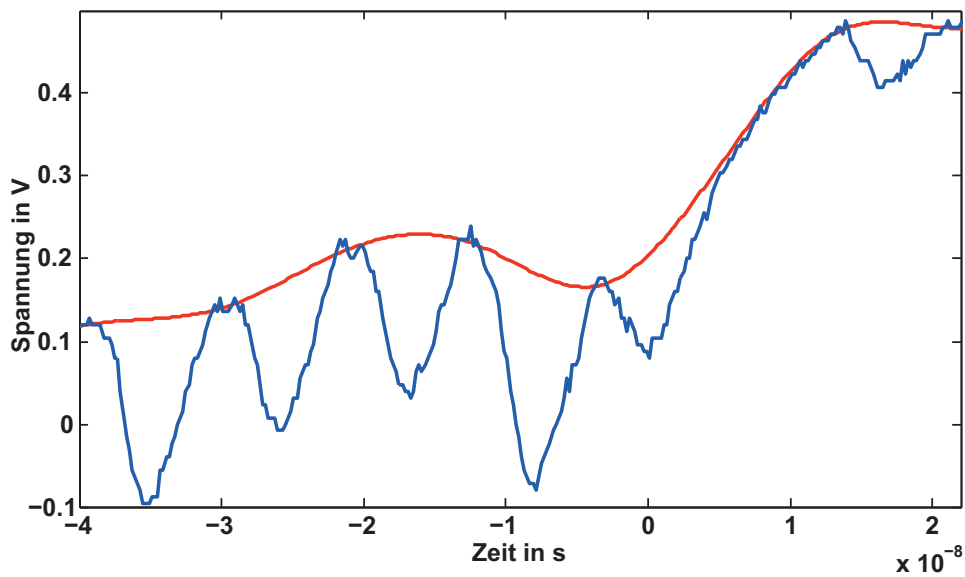


Abbildung 4.25: Energieverlustrohdaten. Zum einen ist die Spannung an den Diamantdetektoren (blau), zum anderen die angepasste Nullkurve (rot) dargestellt. Die Nullkurve ist ein an die Maxima angepasste Splinekurve.

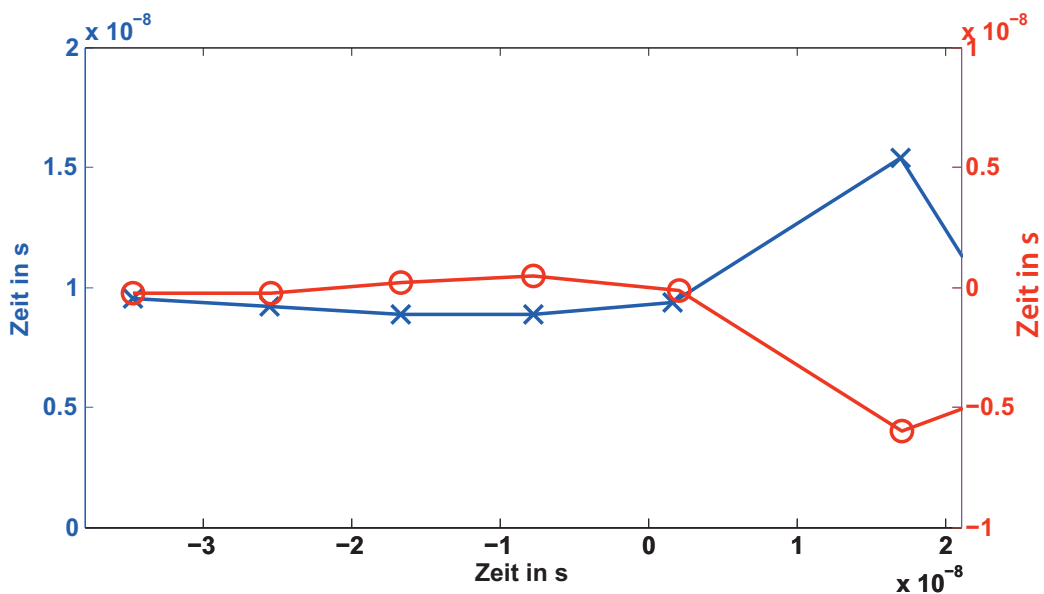


Abbildung 4.26: Verschiebung der Mikrobunche. In blau ist die Verschiebung der Mikrobunche zueinander gezeigt. Der mittlere ungestörte Abstand beträgt 9,2 ns. In rot dargestellt ist die Verschiebung der Mikropulse zu dem 108 MHz-Signal. Die Verschiebung ist negativ dargestellt. Der mittlere ungestörte Abstand beträgt hier 0 ns.

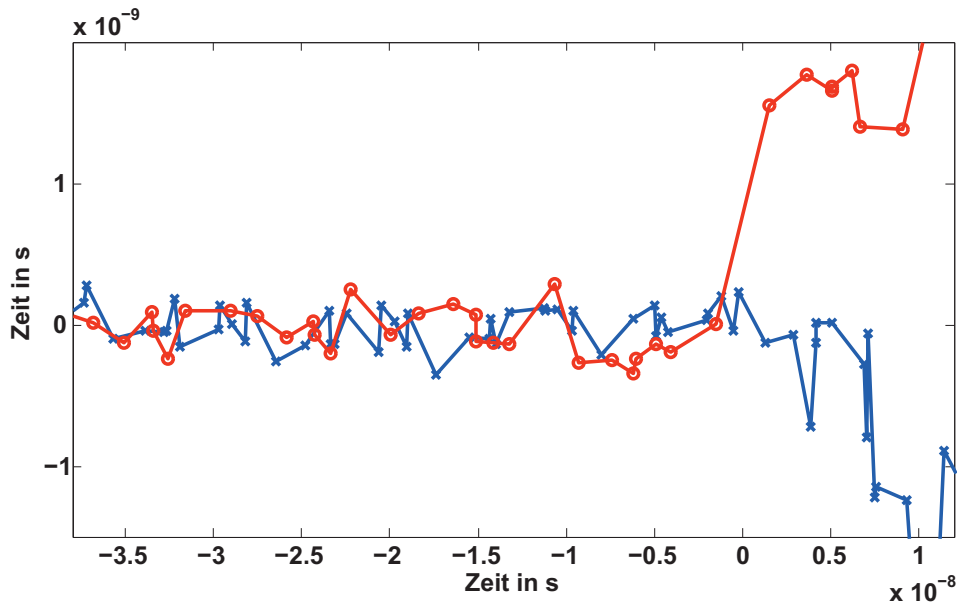


Abbildung 4.27: Verschiebung der Mikrobunche des Hochkopplungshohlraums. In blau ist die Verschiebung für den Hohlraum ohne Kohlenstoffolie aufgetragen, in rot für den Hohlraum mit Folien. Die Zeitachse ist auf den Anfang des Laserpulses genullt.

und ist deswegen phasenstabil zu den Ionenmikrobunchen. Es wird als Referenz für die Verschiebung der Ionenpulse genommen. Diese Verschiebung ist mit invertierten Vorzeichen dargestellt. Daraus resultiert, dass negative Verschiebungen einen größeren Energieverlust bedeuten. Die blaue Kurve zeigt so die direkte Veränderung des Energieverlustes zwischen den Pulsen, während die rote Kurve Auskunft über den kumulierten Energieverlust über das gesamte Experiment gibt.

Um die Energieverlustmessung mit einer besseren Zeitauflösung als den 9,2 ns des Mikrobunchabstandes durchzuführen, wurde der Laserpuls in 1 ns Abständen zu den Mikrobunchpuls verschoben. Dies wurde für beide Hohlraumgeometrien sowohl mit als auch ohne Kohlenstoffolie durchgeführt. Die Ergebnisse für jedes der vier Schemata sind in einem Diagramm zusammengefasst. Diese werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.5.3 Energieverlust in indirekt geheizten Plasmen

Zunächst werden die Daten aus dem Hochkopplungshohlraum gezeigt. In Abbildung 4.27 sind die Daten sowohl für den leeren als auch für den vollen Hohlraum dargestellt.

Die Daten des leeren Hohlraums (blau) geben Auskunft darüber, wie lange der Energieverlust im Hohlraum ohne Störung durch das Goldplasma gemessen werden kann. In diesem Fall kann der Ionenstrahl 7 ns als ungestört angenommen werden. Die Kurve für den leeren Hohlraum zeigt nach 7 ns einen negativen Energieverlust, was physikalisch nicht möglich ist. Dieser Effekt ist dadurch zu erklären, dass die Ionenpulse klein und ihre Form verzerrt werden. Dadurch ist eine genaue Bestimmung des Schwerpunktes nicht mehr möglich. In rot ist die Verschiebung der Mikrobunche des gefüllten Hohlraumes zum 108 MHz-Signal für dieses Schema zusammenfassend gezeigt.

Die Verschiebungen einmal ohne und einmal mit Kohlenstoffolie für den Hochschirmungshohlraum sind in Abbildung 4.28 gezeigt.

Auch hier ist in blau die Verschiebung der Pulse des leeren Hohlraums gezeigt. Der Hohlraum bleibt 7 ns ungestört. Allerdings zeigen einige Hohlräume ein ungestörtes Signal bis zu 14 ns lang. Die rote Kurve zeigt wieder die Pulsverschiebung für den gefüllten Hohlraum.

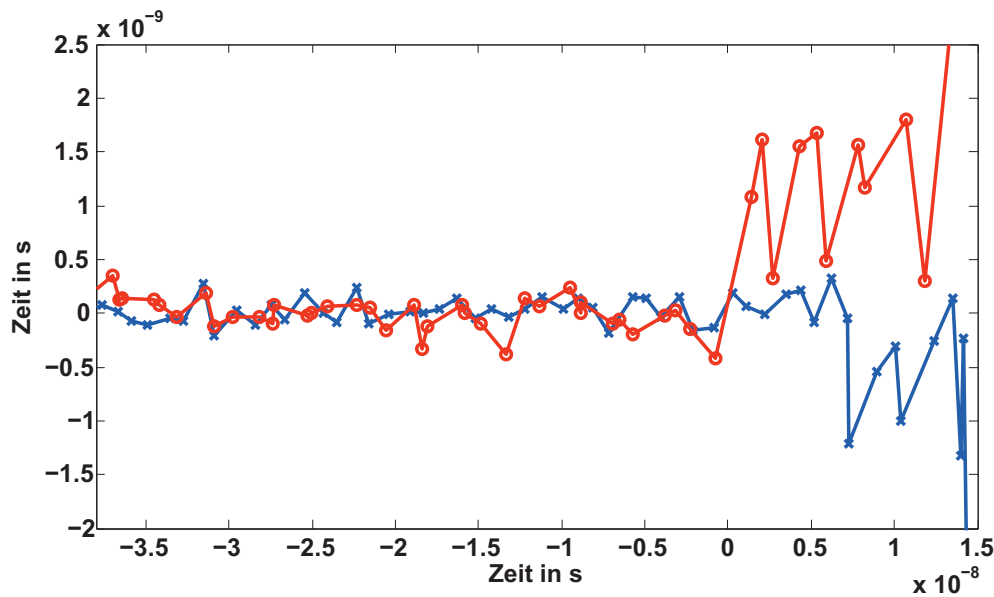


Abbildung 4.28: Verschiebung der Mikrobunche des Hochschirmungshohlraums. In blau ist die Verschiebung für den Hohlraum ohne Kohlenstofffolie aufgetragen, in rot für den Hohlraum mit Folien. Die Zeitachse ist auf den Anfang des Laserpulses genullt.

Die Verschiebungsdaten werden anschließend in Energieverlustdaten umgerechnet. Dabei wird die Verschiebung auf die durch die Kohlenstofffolien hervorgerufene Verschiebung skaliert und mit 100 % Energieverlust angesetzt. Dies führt zu den in Abbildung 4.29 aufgezeigten Energieverlustdaten.

In blau ist der Energieverlust des Hochkopplungshohlraumes dargestellt, in rot der des Hochschirmungshohlraumes. In beiden Fällen steigt der Energieverlust innerhalb von 1,5 ns auf den Maximalwert an. Dies passt zu den Temperaturmessungen im Sekundärhohlraum, in dem nach 1 ns die Maximaltemperatur erreicht wird. Da die Röntgenstrahlung das gesamte Volumen der Folie und nicht nur deren Oberfläche heizt, stellt sich die maximale Ionisation der Folie entsprechend schnell ein.

Der maximale Energieverlust ist für beide Geometrien unterschiedlich. Für die Hochkopplungsgeometrie beträgt er 128 %, für die Hochschirmungsgeometrie 119 %. Dieser Unterschied lässt sich durch die unterschiedlichen Maximaltemperaturen im Sekundärhohlraum erklären. Die um 9 eV niedrigeren Temperaturen im Hochschirmungshohlraum führen zu geringeren mittleren Ionisationsgraden im Plasma und damit auch zu einem geringeren Anstieg des Energieverlustes gegenüber der kalten Folie.

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse der Strahlzeit vorgestellt. Die Temperaturmessungen werden im folgenden Kapitel mit theoretischen Betrachtungen verglichen.

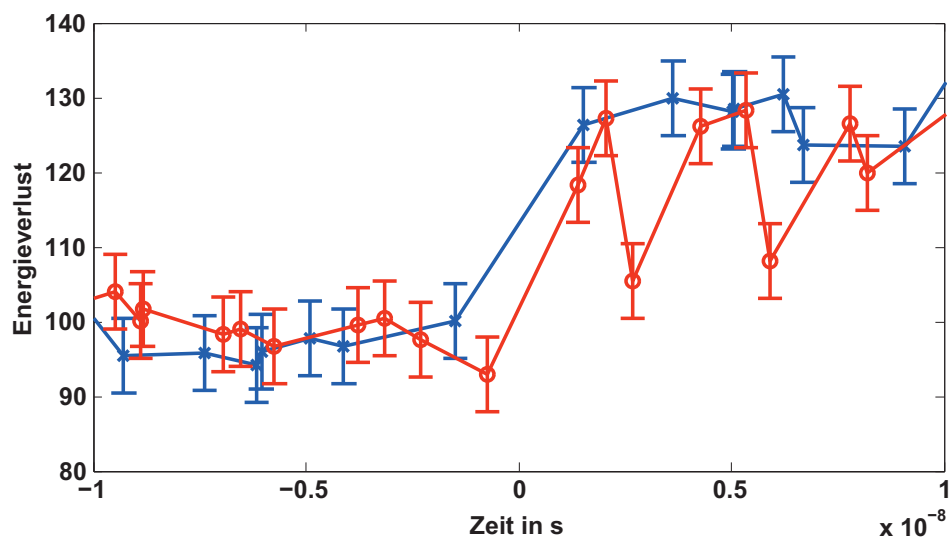


Abbildung 4.29: Energieverlustverlauf beider Geometrien. Der Energieverlust ist auf den Energieverlust der kalten Kohlenstofffolien, der mit 100 % angenommen ist, skaliert. Blau ist der Energieverlust der Hochkopplungsgeometrie eingezeichnet, rot der der Hochschirmungsgeometrie.

5 Diskussion

Zur Bewertung der Ergebnisse des Kapitels 4 werden diese mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Dazu steht einerseits das in Kapitel 2 dieser Arbeit erarbeitete Modell zur Verfügung. Andererseits wurden mit Hilfe des RALEF-2D-Codes Simulationen des Primärhohlraumes der Hochschirmungsgeometrie durchgeführt. Beides kann mit den Hohlraumtemperaturergebnissen, die aus den Aufnahmen der Röntgensmierbildkamera gewonnen wurden, verglichen werden. Zusätzlich wurden im Vorfeld der Experimente Simulationen zur wärmestrahlungsgetriebenen Expansion von Gold durchgeführt. Dadurch kann abgeschätzt werden, ab welchem Zeitpunkt das ablatierende Goldplasma den Ionenstrahl so stark beeinflusst, dass die Energieverlustmessung des Kohlenstoffplasmas zu sehr gestört wird.

5.1 Vergleich der Experimentdaten mit den theoretischen Vorhersagen

Im Theorieteil dieser Arbeit wurde ein Modell zur Ermittlung des von der Wand reemitierten Flusses in Abhängigkeit der Laserparameter und des Wandmaterials für kugelförmige Hohlräume hergeleitet. Ausgehend von Gleichung 2.50 kann durch Einsetzen des Stefan-Boltzmann-Gesetzes die Temperatur T eines Hohlraumes errechnet werden:

$$T = \left(\frac{c}{\sigma} \right)^{1/4} t^{\alpha/4} (S_s - f \sigma T^4)^{\beta/4} \quad (5.1)$$

Wie in Kapitel 2 beschrieben sind c , α und β wandmaterialabhängige Konstanten. σ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante, S_s der Quellfluss und f der Anteil der Hohlraumoberfläche, der nicht geschlossen ist. Das Einsetzen der Konstanten für einen Goldhohlraum ergibt:

$$T = 262,3 t^{2/13} (S_s - 1,03 \times 10^{-9} f T^4)^{4/13} \quad (5.2)$$

Für diese Zahlenwerte wird die Temperatur in eV angegeben und der Quellfluss in 10^{14} W/cm². Der Quellfluss ergibt sich nach Gleichung 2.51, wobei als Laserleistung $P_L = E_L/t$ die Energie innerhalb der Halbwertsbreite (FWHM) herangezogen und durch die Zeitspanne der FWHM geteilt wird:

$$S_s = \eta \frac{E_L}{A_c t_{FWHM}} \quad (5.3)$$

Der zu errechnende Parameter dieser Gleichung ist die Konversionseffizienz η . A_c ist die vollständige Hohlraumoberfläche.

Für den Primärhohlraum der Hochschirmungsgeometrie ergibt sich damit eine Konversionseffizienz von $0,39 \pm 0,06$. Die Energie des Lasers betrug 110 J in einer Zeit von 1 ns. Dies steht in sehr guter Übereinstimmung zu [FH88], in dem die Konversionseffizienz für Laser mit der Wellenlänge 532 nm und einer Intensität von 10^{15} W/cm² mit 0,4 angegeben wird. Gegenüber den nhelix-Experimenten mit Hohlräumen ist die Konversionseffizienz 10 % geringer. Dies steht nach [CE90] in guter Übereinstimmung, da die Laserintensitäten bei diesen Experimenten um zwei Größenordnungen geringer waren.

Für den Primärhohlraum der Hochkopplungsgeometrie ergibt sich eine Konversionseffizienz von $0,23 \pm 0,07$. Die Abweichung der Konversionseffizienz von den 0,4, die auch hier zu erwartenen ist, lässt sich durch die Modellannahmen erklären. Dieses geht entweder von einem vollkommen geschlossenen ($f=0$) oder von einem kugelförmigen Hohlraum aus. Beides ist für den Hochkopplungshohlraum nicht

gegeben. Mit einem Verhältnis von 16 % von offener zu geschlossener Fläche ist er nicht als geschlossen anzunehmen und mit einer quaderförmigen Struktur auch nicht als Kugel. Deswegen bietet das hier zugrunde liegende Modell nur eine grobe Beschreibung dieses Hohlraumdesigns.

Neben der Analyse des Primärhohlraums können anhand des Modells auch Vorhersagen über den Sekundärhohlraum getroffen werden. Dazu wird der Quellfluss nicht aus der Laserleistung und der Konversionseffizienz errechnet, sondern über das Stefan-Boltzmann-Gesetz aus der Temperatur des Primärhohlraums. Zusammen mit der Übergangsfläche zwischen den Hohlräumen als Quellfläche A_s ergibt sich für den Quellfluss:

$$S_s = \sigma T^4 A_s / A_c \quad (5.4)$$

Mittelung der Temperatur über 1 ns symmetrisch um das Temperaturmaximum ergibt die mittlere Heiztemperatur. Im Abstand von mehr als einer halben Nanosekunde vom Temperaturmaximum, sowohl davor als auch danach, ist die Temperatur um mehr als 10 % abgefallen. Durch die T^4 -Abhängigkeit des Quellflusses von der Temperatur trägt diese Zeitspanne nur noch wenig zur Heizung bei.

Für den Hochschirmungshohlraum ergibt sich damit eine Temperatur von (35 ± 2) eV. Dies ist nahezu identisch zu den 33 eV gemessener Temperatur.

Für den Hochkopplungshohlraum ergibt sich, ausgehend von den 55 eV gemessener Temperatur im Primärhohlraum, eine Temperatur von (31 ± 4) eV. Dies stimmt nicht mit der gemessenen Temperatur von 43 eV überein. Um letztere zu erreichen, müsste im Primärhohlraum eine Temperatur von 70 eV herrschen. Diese Temperatur ergibt sich, wenn für die Konversionseffizienz im Primärhohlraum 0,39 angenommen wird, wie sie für den Hochschirmungshohlraum errechnet wurde.

Das Verhalten der Temperatur im Hochkopplungshohlraum kann dadurch erklärt werden, dass die Temperatur durch ungleichförmige Verteilung auf der Innenoberfläche des Primärhohlraums nicht korrekt bestimmt werden konnte. Trotzdem tritt die erwartete Strahlleistung durch den Übergang zwischen Primär- und Sekundärteil durch.

Dennoch muss für beide Sekundärhöhlräume beachtet werden, dass diese nicht kugelförmig sind und deswegen von diesem Modell nur rudimentär beschrieben werden.

5.2 Vergleich der Experimentdaten mit den Simulationsergebnissen

In einem ersten Schritt, die komplette Hohlraumgeometrie zu simulieren, wurde der Primärhohlraum des Hochschirmungshohlraumes in RALEF-2D modelliert. Dabei wurde die Heizung eines $700 \mu\text{m}$ und eines $600 \mu\text{m}$ durchmessenden kugelförmigen Hohlraums durch einen Laserpuls mit einer Energie von 150 J in einer Zeitspanne von 1,5 ns simuliert.

Analog zu den Experimenten wurde eine Diagnostik simuliert, die die aus dem Diagnostikloch austretende Strahlung aufnehmen kann. Dieses Spektrum zu verschiedenen Zeitpunkten ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

Das linke Bild zeigt das Spektrum zu Zeiten der Maximaltemperatur im Hohlraum in blau für die $700 \mu\text{m}$ durchmessende Kugel. Rot ist eine Planckkurve mit einer Temperatur von 115 eV eingezeichnet. Das rechte Bild zeigt das Hohlraumspektrum eines $600 \mu\text{m}$ durchmessenden Hohlraums zu verschiedenen Zeiten und eine Planckkurve mit einer Temperatur von 120 eV.

Die Spektren aus der Hohlraumsimulation liegen demnach also (20 - 25) eV über den gemessenen Temperaturen. Daraus resultiert, dass zur Zeit das im Theorieabschnitt beschriebene Modell für die Hohlraumtemperatur die Experimente zutreffender beschreibt als die Simulationen.

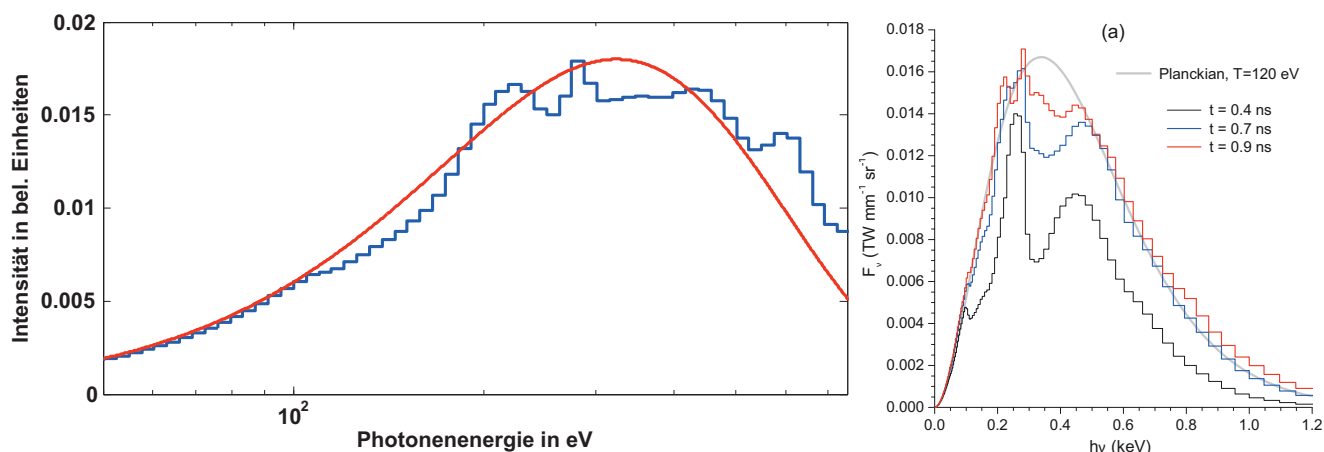


Abbildung 5.1: Simulierte Hohlraumspektren. Beide Bilder zeigen die Intensität über der Photonenenergie aufgetragen. Links ist das Spektrum eines 700 μm durchmessenden Hohlraums zu Zeiten der Maximaltemperatur (blau) eingezeichnet. In rot ist eine Planckkurve mit 115 eV Temperatur eingetragen. Rechts ist das Spektrum eines 600 μm durchmessenden Hohlraums zu verschiedenen Zeiten eingezeichnet. Zur Demonstration der hier erreichten maximalen Temperatur ist eine Planckkurve mit einer Temperatur von 120 eV in grau eingetragen. Das rechte Bild stammt aus [BMT⁺ 11].

5.3 Ergebnisse der Kohlenstofffoliensimulation

Die gemessenen Temperaturprofile des Sekundärhohlraums liefern die Heizparameter, die in die Simulation der Kohlenstoffplasmen eingehen. Erste Simulationen hierzu zeigen die in Abbildung 5.2 gezeigten Elektronendichteprofile.

Die Profile der beiden Hohlraumdesigns zeigen, dass 1,2 ns nach Beginn der Hohlraumheizung eine Elektronendichte von über $1 \times 10^{22} \text{ 1/cm}^3$ herrscht. Die Elektronendichte im Hochkopplungsdesign ist höher als im Hochschirmungsdesign.

5.4 Analyse der Simulationen der Goldfolienexpansion

Eine Problematik bei der Untersuchung des Energieverlustes in Hohlräumen ist die Ablation von Gold in den Strahlverlauf der Schwerionen. Um dies zu verhindern, müssen die Hohlraumwände so weit von dem Ionenstrahl entfernt sein, dass das Goldplasma den Ionenstrahl innerhalb der Messgenauigkeiten der Energieverlustmessung nicht stört. Zur Simulation der Goldexpansion müssen die Temperaturen in den Hohlräumen bekannt sein. Die im Zuge dieser Arbeit bestimmten Temperaturen gehen in die Simulationen ein, für die eine plancksche Strahlungsquelle entsprechender Temperatur zur Heizung einer Goldfolie modelliert wird.

Die hier gezeigten Simulationsergebnisse wurden ebenfalls mit dem RALEF 2D-Code berechnet. Dabei wurde eine 50 μm Goldfolie mit einem planckschen Strahler der Temperatur 30 eV für den Hochschirmungshohlraum beziehungsweise 40 eV für den Hochkopplungshohlraum bestrahlt. Die resultierende Elektronendichte ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

Das obere Bild zeigt die Situation für die mit 30 eV, das untere Bild für die mit 40 eV geheizte Folie. Auf der x-Achse ist der Abstand bis zur nicht geheizten Rückseite der Folie aufgetragen. Die geheizte Seite liegt bei 0,05 mm. Die Situation ist für einen Zeitpunkt 3 ns nach dem Beginn der Heizung gezeigt. Der rote Strich zeigt die Randposition des Ionenstrahls, der grüne die der Mitte des Ionenstrahls.

Der für den Energieverlust wichtige Parameter ist die Flächenbelegung der freien Elektronen. Diese kann dann mit der freien Elektronenflächenbelegung der Kohlenstofffolien verglichen werden. In beiden

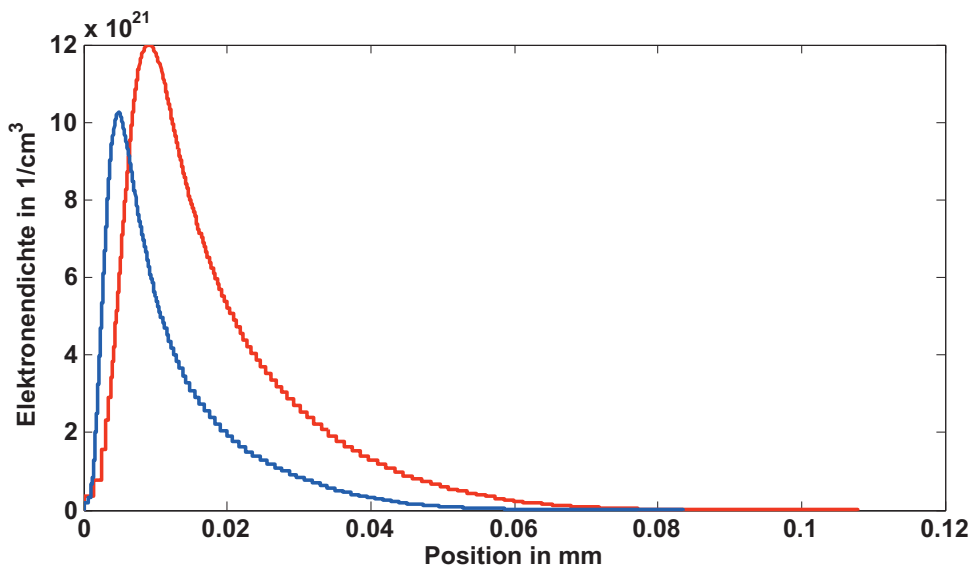


Abbildung 5.2: Elektronendichten der Kohlenstofffolien. In blau ist die Elektronendichte des Hochkoppelungshohlraumes dargestellt, in rot die des Hochschirmungshohlraumes. Beide Kurven zeigen die Elektronendichte in einer Folie nach 1,2 ns.

Fällen wird für die Kohlenstofffolie ein mittlerer Ionisationsgrad von 4+ angenommen. Diese Annahme stammt ebenfalls aus RALEF-2D Simulationen von röntgenstrahlgeheizten Kohlenstofffolien. Da für diese Zeit die Kohlenstofffolienexpansion näherungsweise eindimensional ist, verbleibt die gesamte Kohlenstoffflächenbelegung von $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ im Strahlweg des Ionenstrahls. Daraus ergibt sich eine Elektronenflächenbelegung aus den Kohlenstofffolien von $4 \times 10^{19} \text{ 1}/\text{cm}^2$. Dies gilt für beide Geometrien.

In beiden Fällen ist das simulierte Plasma noch nicht bis zur Ionenstrahlmitte vorgedrungen. Für die mit 30 eV geheizte Folie ergibt sich eine Elektronenflächenbelegung von $1,6 \times 10^{18} \text{ 1}/\text{cm}^2$. Sie liegt damit mehr als eine Größenordnung unter der der Kohlenstofffolien. Für die mit 40 eV geheizte Goldfolie ergibt sich eine Flächenbelegung von $1,9 \times 10^{19} \text{ 1}/\text{cm}^2$.

In der Hochschirmungsgeometrie wird damit der Ionenstrahl noch nicht messbar durch das Goldplasma gestört. In der Hochkopplungsgeometrie wird der Rand des Ionenstrahls hingegen messbar durch das Goldplasma beeinflusst, da die Elektronenflächenbelegung der Kohlenstofffolien nur um den Faktor zwei über dem des Goldplasmas liegt.

Die Störung des Ionenstrahls in der Hochkopplungsgeometrie wird allerdings nur durch eine plane Fläche ausgelöst und nähert sich nicht von allen Seiten gleichmäßig an die Ionenstrahlachse an, wie in der Hochschirmungsgeometrie. Außerdem hat nur eine Hohlraumfläche die in der Grafik gezeigte Entfernung zum Ionenstrahl. Die drei anderen Flächen haben eine um 50 - 150 μm größere Entfernung zum Rand des Ionenstrahls. Deswegen wird ein geringerer Anteil des Ionenstrahls dem Goldplasma ausgesetzt als im Fall der Hochschirmungsgeometrie.

Die Simulationen haben gezeigt, dass in der Hochkopplungsgeometrie über 3 ns ein näherungsweise ungestörter Energieverlust im Kohlenstoffplasma gemessen werden kann. Für Hochschirmungshohlräume ist die ungestörte Messung sogar noch länger möglich.

Aus den hier gezeigten Ergebnissen der Hohlraumexperimente ergeben sich Verbesserungen für eine zukünftige Experimentkampagne. Die sich ergebenden Möglichkeiten werden im folgenden Kapitel näher erläutert.

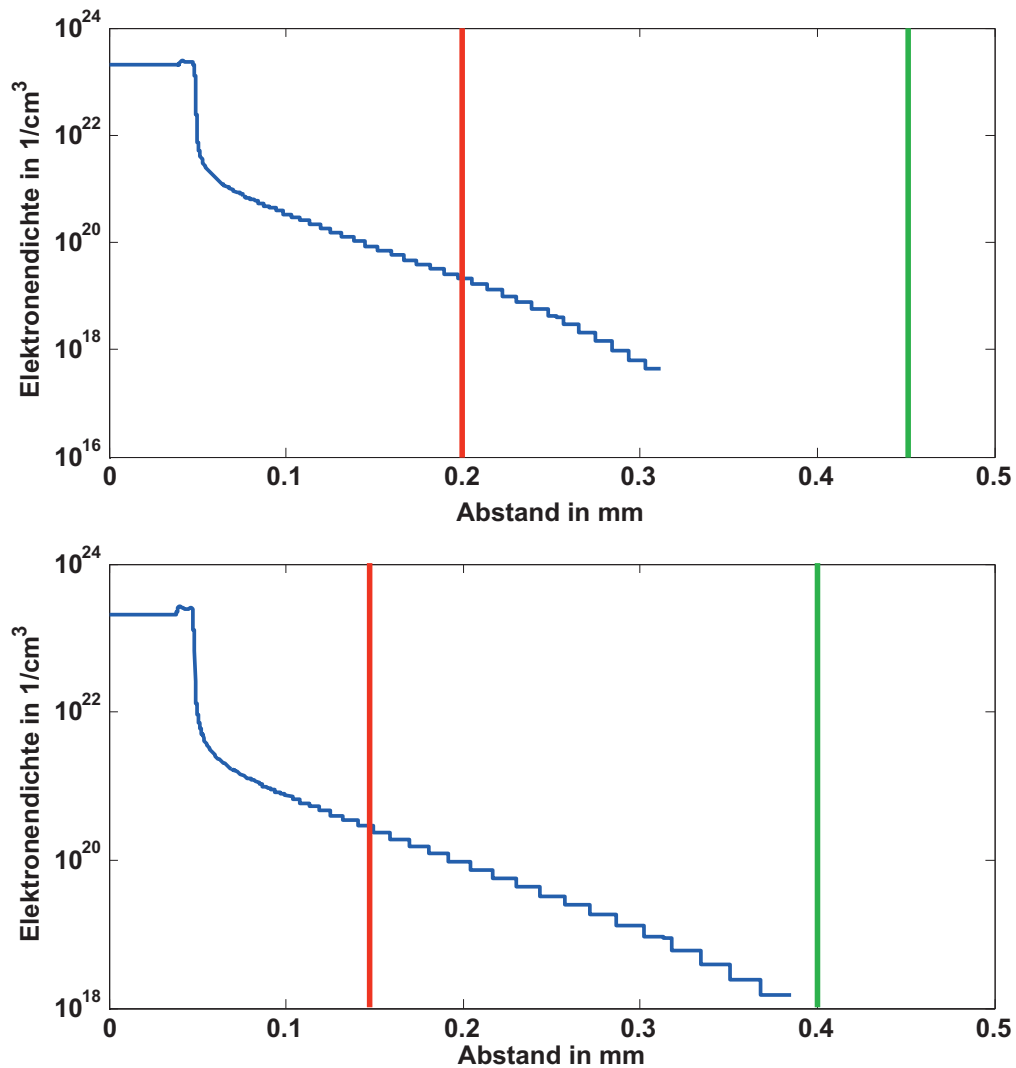


Abbildung 5.3: Elektronendichte durch die Expansion der Goldwand. Oben ist die Situation für den Sekundärhohlraum der Hochschirmungsgeometrie unten für die Hochkopplungsgeometrie dargestellt. Der rote Strich ist an der Stelle des Ionenstrahlrandes, der grüne an der Ionenstrahlmitte.



6 Ausblick

In den letzten zwei Kapiteln wurde unter anderem die Temperatur von lasergeheizten Hohlräumen untersucht und mit theoretischen Ergebnissen verglichen. Dabei wurde gezeigt, dass die gemessenen Temperaturen dem im Theoriekapitel hergeleiteten Modell entsprechen.

Die Simulationsergebnisse hingegen zeigen eine Abweichung von den gemessenen Temperaturen. Dies kann dadurch begründet werden, dass durch den großen und nicht gaußförmigen Laserfokus ein Teil der Laserstrahlung an den Rändern des Lasereintrittslochs geblockt wird und deshalb nicht für die Hohlraumheizung zur Verfügung steht. Dies steht allerdings im Widerspruch zu dem theoretischen Modell respektive zu den in der Literatur ermittelten Konversionseffizienzen.

Um zu prüfen, ob die Simulation oder das Modell die Realität genauer wiedergeben, muss das Fokusprofil des Lasers verbessert werden. Dies ist durch Evakuieren des Phelixstrahlrohres oder durch Einsetzen einer neuen Beamline möglich. Durch Evakuieren des Strahlrohres werden Brechungsindexschwankungen verhindert, die durch Temperaturgradienten und Verwirbelungen der Luft entstehen. Beim Wechseln auf die so genannte 90°-Beamline kommt eine andere Fokussierlinse mit einer Brennweite von 1,5 m zum Einsatz. Dadurch wird der Fokusdurchmesser verkleinert und gleichzeitig die Schuss-zu-Schuss Schwankungen des Laser verringert. Zusätzlich kann für diese Tests das Lasereintrittsloch vergrößert werden, um das Blocken des Laserstrahls zu vermindern.

Eine weitere Möglichkeit zum Testen der Modelle besteht in der Variation der Laserparameter wie Energie und Pulsdauer. Dadurch kann überprüft werden, ob die Simulation oder das Modell die Messergebnisse genauer wiedergeben. Dazu müssen die Hohlräume mit den veränderten Parametern simuliert werden. Die Veränderungen der Laserparameter ist auch notwendig, um durch Veränderung des Temperaturprofils die Plasmaparameter der Kohlenstoffolie einstellen zu können.

Zusätzlich müssen die Simulationen auch den Sekundärhohlraum erfassen können. Erst dann ist die komplette Beschreibung des Experiments durch Simulationen abgedeckt. Da die gesamte Hohlraumgeometrie nicht kugelsymmetrisch ist, ist dieses vorgehen jedoch schwierig.

Solange die komplette Simulation noch nicht möglich ist, muss das Kohlenstoffplasma alleine simuliert werden, wobei das gemessene Temperaturprofil des Sekundärhohlraums als Grundlage für die Folienheizung genommen wird. Aus den so simulierten Plasmaparametern müssen dann der theoretisch zu erwartende Energieverlust und die Umladung der Schwerionen ermittelt werden. Diese müssen anschließend mit den gemessenen Energieverlustdaten und den Daten des Ladungsspektrometers verglichen werden.

Auch müssen die unter Berücksichtigung des gemessenen Temperaturprofils simulierten Kohlenstofffolien mit den Daten der Interferometrie verglichen werden, um zu überprüfen, ob die Simulationen das Experiment hinreichend genau beschreiben.

Die Interferometrie hat außerdem gezeigt, dass vor allem an den Rändern des Lasereintrittslochs heißes und damit schnell ablatierendes Goldplasma entsteht. Dieses Plasma kann die Energieverlustmessungen stören. Um dies zu verhindern muss die Hohlraumgeometrie mit Schirmungsfolien versehen werden. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 6.1 im linken Bild zu sehen. Auch muss die Hochkopplungsgeometrie verändert werden, damit das Plasma im Hohlraum den Ionenstrahl weniger stört. Dazu ist es notwendig den unteren Teil des Hohlraums zu vergrößern. Aufgrund dieser Veränderung muss anschließend die Hohlraumtemperatur neu bestimmt werden.

Eine Weiterentwicklung des Hohlraums ist die Platzierung der Kohlenstoffolie im Hohlraum, anstatt die Folien auf die Wand der Hohlräume zu kleben. Der Vorteil besteht darin, dass beide Seiten der Folie geheizt werden. Dadurch wird eine homogener Heizung der Folie erreicht. Die beiden Folien mit einer Flächenbelegung von $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ können deswegen durch eine Folie mit einer Flächenbelegung von 200

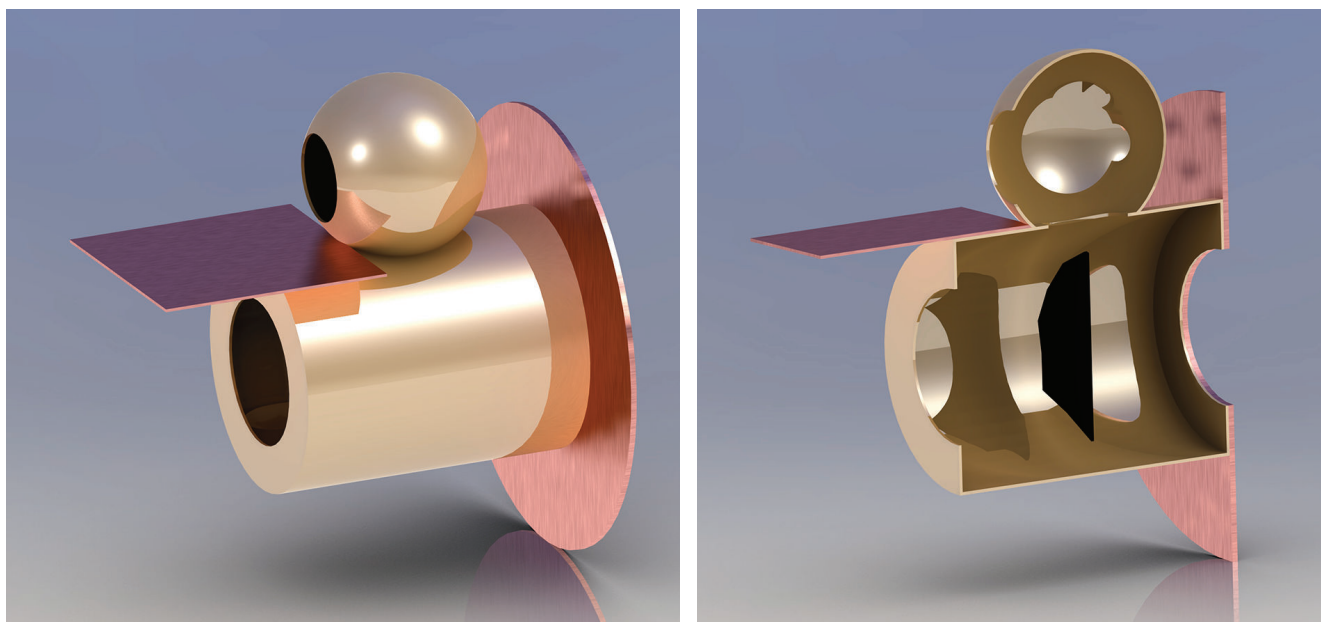


Abbildung 6.1: Beispiele für Targetverbesserungen. Links ist die Abschirmung des Ionenstrahlweges gegenüber des Plasmas vom Lasereintrittsloches durch eine Kupferplatte gezeigt. Rechts eine Schnittzeichnung, die die Kohlenstofffolie in dem Hohlraum anstatt an ihm zeigt.

$\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ersetzt werden. Dadurch bleibt das Plasma über einen längeren Zeitraum dicht, da das Plasma nur von zwei Flächen expandieren kann anstatt von vier. Dieses Design ist in Abbildung 6.1 auf der rechten Seite dargestellt.

Bei der Platzierung der Folie muss darauf geachtet werden, dass die Folie nicht direkt durch die Strahlung aus dem Verbindungsloch senkrecht zur Ionenstrahlachse geheizt wird. Da der Fluss aus dem Primärhohlraum aufgrund der höheren Temperatur in diesem größer ist als der Fluss von den Wänden des Sekundärhohlraums, wird das Plasma wegen der durch das Material laufenden Schockwelle über den Querschnitt des Ionenstrahls inhomogen. Damit wird die Messung des Energieverlustes nicht mehr eindeutig.

Neben Kohlenstoff als Targetmaterial soll in Zukunft auch Kryogener Wasserstoff in den Hohlräumen geheizt werden. Der Vorteil eines Wasserstofftargets besteht in der durch die erreichbaren Temperaturen vollständigen Ionisation des Wasserstoffes. Hierdurch wird die theoretische Beschreibung des Energieverlustes weniger komplex. Zusätzlich sollen die Schwerionen auf eine Geschwindigkeit nahe der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen des Plasmas abgebremst werden, da die theoretischen Modelle in diesem Parameterbereich erhebliche Abweichungen zueinander aufweisen und auf diese Weise deren Anwendbarkeit geprüft werden kann.

Zusammenfassend muss die bisherige Targetgeometrie verbessert werden, um mögliche Störfaktoren auszuschließen und dichtere Plasmen zu erzeugen, sowie neue Parameterbereiche experimentell erfassen zu können.

Literaturverzeichnis

- [BAB⁺10] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H. M. Heuck, D. Hochhaus, D. Hoffmann, D. Javorkovai, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, and K. Witte. Commissioning and early experiments of the phelix facility. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 100:137–150, 2010. 10.1007/s00340-009-3855-7.
- [Bet30] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397:325, 1930.
- [Bet33] H. Bethe. Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik*, 76:293, 1933.
- [BMT⁺11] M. M. Basko, J. Maruhn, A. Tauschwitz, V. G. Novikov, and A. S. Grushin. On the hohlraum targets for ion stopping measurements in dense hot plasmas. *Internal report*, 2011.
- [Boh13] N. Bohr. On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter. *Philos. Mag.*, 25:10, 1913.
- [Bör10] Michael Börner. Aufbau eines Nomarski-Multiframe-Interferometers zur Bestimmung der freien Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen. Master’s thesis, Technische Universität Darmstadt, November 2010.
- [Cay09] Witold Cayzac. Entwicklung eines CVD-Diamant-Spektrometers zur Messung von Ladungszuständen von Schwerionen in lasererzeugtem Plasma. Master’s thesis, Technische Universität Darmstadt, November 2009.
- [CE90] P. Celliers and K. Eidmann. Conversion of laser light into x rays in thin foil targets. *Physical Review A*, 41:3270–3280, 1990.
- [EK86] K. Eidmann and T. Kishimoto. Absolutely measured x-ray spectra from laser plasmas with targets of different elements. *Appl. Phys. Lett.*, 49:377–378, 1986.
- [ESS90] K. Eidmann, R. F. Schmalz, and R. Sigel. Conversion of laser light into soft x rays. part ii: Numerical results. *Phys. Fluids B*, 2:208–217, 1990.
- [FH88] E. Fabre and P. Hammerling. Progress in inertial confinement fusion. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 30:1535–1548, 1988.
- [Fra11] Alexander Frank. *Energieverlust und Umladung in lasererzeugten Plasmen*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 2011.
- [Gau27] J. A. Gaunt. The stopping power of hydrogen atoms for alpha-particles according to the new quantum theory. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23:732, 1927.
- [Gib05] Paul Gibbon. *Short Pulse Laser Interaction with Matter*. Imperial College Press, 2005.
- [Gin64] V. L. Ginzburg. *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. Pergamon Press, Oxford, 1964.

-
- [Heß10] Thomas Heßling. *Charakterisierung lasererzeugter Hohlraumstrahlung für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Plasmen*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, Februar 2010.
- [Hen22] G. H. Henderson. The decrease of energy of a particles on passing through matter. *Philos. Mag*, 44:680–688, 1922.
- [HJL⁺94] D. H. H. Hoffmann, J. Jacoby, W. Laux, M. de Magistris, E. Boggasch, P. Spiller, C. Stöckl, A. Tauschwitz, K. Weyrich, M. Chabot, and D. Gardes. Energy loss, excitation, capture/loss. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 90:1–9, 1994.
- [HKP81] B. L. Henke, J. P. Knauer, and K. Premaratne. The characterization of x-ray photocathodes in the 0.1-10-keV photon energy region. *Journal of Applied Physics*, 52:1509–1520, 1981.
- [Hof96] D. H. H. Hoffmann. Beam-target interaction and chamber propagation. *Fusion Engineering and Design*, pages 11–14, 1996.
- [HWW⁺88] D.H.H. Hoffmann, K. Weyrich, H. Wahl, Th. Peter, J. Meyer ter Vehn, J. Jacoby, R. Bimbot, D. Gardes, M.F. Rivet, M. Dumail, C. Fleurier and A. Sanba, C. Deutsch, G. Maynard, R. Nell, R. Haas, R. Arnold, and S. Maurmann. Experimental observation of enhanced stopping of heavy ions in a hydrogen plasma. *Zeitschrift für Physik A*, 30:339–340, 1988.
- [HWW90] D. H. H. Hoffmann, K. Weyrich, and H. Wahl. Energy loss of heavy ions in a plasma target. *Physical Review A*, 42:2313–2321, 1990.
- [Kra10] Dominik Kraus. *Spektrale Untersuchung lasererzeugter Hohlraumstrahlung*. Master’s thesis, Technische Universität Darmstadt, 2010.
- [Kru88] W. L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Addison-Wesley, New York, 1988.
- [LBMP86] J. D. Lindl, R. O. Bangert, J. Mark, and Yu-Li Pan. Review of target studies for heavy ion fusion. *AIP Conference Proceedings*, 152:89–99, 1986.
- [Möl32] C. Möller. Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie. *Ann*, 406:531, 1932.
- [Pla01] M. Planck. Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. *Annalen der Physik*, 309:553–563, 1901.
- [PS85] R. Pakula and R. Sigel. Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction. *Ph*, 28:232–244, 1985.
- [PS86] R. Pakula and R. Sigel. Erratum: Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction. *Phys. Fluids*, 29:1340, 1986.
- [Rot98] Markus Roth. *Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 1998.
- [RSMTV88] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn. Multi - a computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49(3):475 – 505, 1988.
- [RSV96] J. P. Rozet, C. Stéphan, and D. Vernhet. Etacha: a program for calculating charge states at ganil energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms*, 107:67, 1996.

-
-
- [Rut11] E. Rutherford. The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine*, 21:669–688, 1911.
- [Sch07a] Gabriel Schaumann. *Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen für die Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Materie*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, Dezember 2007.
- [Sch07b] Dennis Schumacher. Charakterisierung laserinduzierter hohlraumstrahlung. Master’s thesis, Technische Universität Darmstadt, Dezember 2007.
- [Sch08] G. Schiwietz. Convolution approximation for swift particles. (casp), 2008.
- [SELS90] R. Sigel, K. Eidmann, F. Lavarenne, and R. F. Schmalz. Conversion of laser light into soft x rays. part i: Dimensional analysis. *Phys. Fluids B*, 2:199–207, 1990.
- [SPH80] E. B. Saloman, J. S. Pearlman, and B. L. Henke. Evaluation of high efficiency csl and cul photocathodes for soft x-ray diagnostics. *Applied Optics*, 19:749–753, 1980.
- [SSD⁺77] H.W. Schnopper, L. P. Van Speybroeck, J. P. Delvaille, A. Epstein, E. Källne, R. Z. Bachrach, J. Dijkstra, and L. Lantward. Diffraction grating transmission efficiencies for xuv and soft x rays. *Applied Optics*, 16:1088–1091, 1977.
- [TE87] G. D. Tsakiris and K. Eidmann. An approximate methode for calculating planck and rosseland mean opacities in hot, dense plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 38:353–368, 1987.
- [Tsa92] G. D. Tsakiris. Energy redistribution in cavities by thermal radiation. *Phys. Fluids B*, 4:992–1005, 1992.
- [WWG⁺07] K. Weyrich, H. Wahl, A. Golubev, A. Kantsyrev, M. Kulish, S. Dudin, D. H. H. Hoffmann, B. Sharkov, and V. Mintsevc. Influence of the gap-target configuration on the measured energy loss of c-ions in ar-gas and -plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 577:366–370, 2007.
- [xra] X-ray interactions with matter.



Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen danken, die maßgeblich zum Gelingen meiner Dissertation beigetragen haben.

Mein herzlicher Dank gilt vor allem Herrn Professor Dr. Markus Roth für die Möglichkeit an einem so interessanten und herausfordernden Projekt mitarbeiten zu können. Er hat diese Dissertation durch sein Engagement und durch Schaffung eines sehr angenehmen sowie kollegialen Arbeitsklimas erst möglich gemacht. Stets stand er mit Rat und Tat zur Seite und ließ mir seine vollste Unterstützung zuteil werden.

Des weiteren möchte ich Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann für meine Aufnahme in die Plasmaphysik der GSI danken. Sein Einsatz für diese Gruppe machten die Experimente erst möglich.

Ebenso möchte ich Herrn Professor Dr. Thomas Stöhlker als Leiter der Plasmaphysikgruppe an der GSI für sein Engagement danken.

Ich danke Herrn Dr. Thomas Heßling für seine stete Unterstützung. Seine Kompetenz und die Diskussion mit ihm halfen mir sehr bei der Arbeit an diesem Thema. Auch danke ich Herrn Dr. Gabriel Schaumann. Seine Expertise und Kreativität halfen mir und motivierten mich.

Ebenfalls danken möchte ich Herrn Dr. Abel Blažević, Herrn Dipl. Phys. Alexander Frank, Herrn M. Sc. Dominik Kraus, Herrn M. Ph. Stefan Bedacht, Herrn M. Sc. Simon Busold sowie Herrn M. Sc. Alex Ortner. Ihr Rat und ihre Hilfe waren sehr wertvoll und zeigte immer wieder Lösungswege auf.

Außerdem danke ich allen anderen Mitgliedern der Laser- und Plasmaphysikarbeitsgruppe sowie der Phelixgruppe. Ebenso gilt mein Dank den mechanischen Werkstätten für ihre kompetente und schnelle Arbeit.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Sie haben mich immer unterstützt, motiviert und waren mir ein Vorbild. Vielen lieben Dank.



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 16.02.2012

(Dennis Schumacher)



Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Dennis Schumacher
Geburtstag:	20. Juni 1980
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Adresse:	Verdistraße 35 64291 Darmstadt
Eltern:	Klaus Schumacher Inge Schumacher geb. Lutz

Schulbildung

August 1986 - Juni 1991	Grundschule: Waldschule in Maintal
August 1991 - Juni 2000	Gymnasium: Albert-Einstein-Schule in Maintal
Juni 2000	Abitur

Bundeswehr

September 2000 - Juni 2001	Radarführungsabteilung in Lauda-Königshofen
----------------------------	---

Studium

Oktober 2001 - März 2008	Physikstudium an der Technischen Universität Darmstadt
März 2008	Abschluss des Studiums als Diplomphysiker

Beruflicher Werdegang

Mai 2008 - Dezember 2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt
--------------------------	--